

Université de Montréal

**Prédiction du cycle solaire en utilisant un modèle dynamo de type
Babcock-Leighton**

par
François Labonville

Département de Physique
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de Maître ès sciences (M.Sc.)
en physique

3 janvier, 2019

© François Labonville, 2019.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

**Prédiction du cycle solaire en utilisant un modèle dynamo de type
Babcock-Leighton**

présenté par:

François Labonville

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Pierre Bergeron,	président-rapporteur
Paul Charbonneau,	directeur de recherche
Andrew Cumming,	membre du jury

Mémoire accepté le:

RÉSUMÉ

Ce travail présente, en première partie, les aspects importants du cycle solaire selon différents points de vue allant de l'observation de l'activité de surface à l'évolution du champ magnétique global. Le deuxième chapitre présente différentes classes de méthodes de prédiction du cycle solaire et met l'accent sur les méthodes qui utilisent des modèles dynamo numériques et des modèles de transport de flux de surface. Le troisième chapitre présente le modèle utilisé pour prédire l'amplitude du cycle d'activité solaire 25 globale et hémisphérique. Il présente aussi la base de données et la procédure d'assimilation de données utilisée pour forcer le modèle à suivre l'évolution de surface du soleil ainsi que certains paramètres clefs qui ont nécessité une recalibration partielle du modèle. Le quatrième chapitre présente la recalibration du modèle sur le cycle 24 ainsi que le résultat de la prédiction du cycle 25. Nous prédisons un cycle solaire d'une amplitude maximale de 89^{+29}_{-14} (en terme du ISSN version 2) aux alentours de l'an $2025^{+0.89}_{-1.05}$. L'hémisphère nord devrait arriver à son maximum 6 mois plus tard que l'hémisphère sud, mais devrait avoir une amplitude 20% plus élevée.

Mots clés: Prédiction du cycle solaire, cycle 25 d'activité solaire, modèle dynamo numérique, modèle de transport de flux de surface

ABSTRACT

The first chapter of this work presents the solar cycle in aspects going from the observation of the solar surface activity to the evolution of the magnetic field. The second chapter is a summary of the different classes of methods used to predict the solar cycle with a focus on the methods involving numerical dynamo models and surface flux transport models. The third chapter presents the model used in this work to make a prediction of the maximum amplitude of solar cycle 25. It also presents the dataset used to force the model into the observed magnetic field configuration of the sun and exposes certain aspects of the model that needed recalibration. The fourth chapter presents the recalibration of the model on solar cycle 24 and the results of the prediction of the maximum of the upcoming solar cycle 25. We forecast a peak International Sunspot Number version 2 of 89^{+29}_{-14} by the year $2025^{+0.89}_{-1.05}$. We predict a 6 months delayed northern hemisphere but of amplitude 20% higher than the south.

Keywords: : Solar cycle prediction, solar cycle 25, numerical dynamo model, surface flux transport model

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	iii
ABSTRACT	iv
TABLE DES MATIÈRES	v
LISTE DES TABLEAUX	viii
LISTE DES FIGURES	ix
REMERCIEMENTS	xi
CHAPITRE 1 : INTRODUCTION	1
1.1 Le cycle solaire	1
1.1.1 La série temporelle du SSN	2
1.1.2 Le cycle solaire magnétique	3
1.1.3 Le champ magnétique global du Soleil	4
CHAPITRE 2 : LES MÉTHODES DE PRÉDICTION DU CYCLE SOLAIRE	7
2.1 Méthodes Statistiques	8
2.1.1 Méthodes spectrales	8
2.2 Méthodes de précurseurs	9
2.3 La dynamo solaire	11
2.4 Les modèles dynamo numériques	12
2.4.1 Les mécanismes de production de champ magnétique	15
2.4.2 L'effet alpha	16
2.4.3 L'effet Babcock-Leighton	17
2.5 Les modèles Dynamo de Transport de Flux (FTD)	18
2.5.1 Modèle de Dikpati et al. (2004)	19
2.5.2 Prédiction - Dikpati et al. (2006)	21

2.5.3	Modèle FTD Surya	22
2.5.4	Prédiction - Choudhuri et al. (2007)	24
2.6	Les prédictions du cycle 25 avec des modèles numériques	26
2.6.1	Code AFT, Hathaway [31]	27
2.6.2	Les autres modèles	28

CHAPITRE 3 : UTILISATION DU MODÈLE DYNAMO COUPLÉ POUR LA PRÉDICTION DU CYCLE 25 30

3.1	Le modèle LC17	30
3.1.1	Le code d'évolution de flux de surface (SFT)	31
3.1.2	Le code de transport de flux dynamo (FTD)	33
3.2	Assimilation des cycles 23 et 24	37
3.2.1	Validation du potentiel prédictif	37
3.2.2	Données d'émergence de régions actives des cycles 23 et 24	40
3.2.3	Différences de propriétés dans les statistiques de régions actives	42
3.3	Recalibration du modèle sur les cycles 23 et 24	45
3.3.1	Le seuil B^*	46
3.3.2	Le nombre dynamo K	46
3.3.3	Passage du flux total à l'ISSN	46
3.3.4	La condition initiale purement dipolaire	47

CHAPITRE 4 : ARTICLE : A DYNAMO-BASED FORECAST OF SOLAR CYCLE 25 POUR ÊTRE SOUMIS À LA REVUE SOLAR PHYSICS SOUS PEU 50

4.1	Introduction	52
4.2	A data-driven dynamo model	54
4.3	Calibration and validation : cycle 24	56
4.4	Forecast of cycle 25	59
4.5	Comparison to other cycle 25 forecasts	63
4.6	Discussion and conclusion	65

CHAPITRE 5 : CONCLUSION	70
BIBLIOGRAPHIE	72

LISTE DES TABLEAUX

2.I	Propriétés des régimes principaux de diffusion retrouvé dans le Soleil.	12
2.II	Valeurs du facteur d'échelle utilisé par Choudhuri et al. [12] pour multiplier le champ magnétique au minimum.	25
3.I	Valeurs optimales obtenues par Lemerle et Charbonneau [53] après optimisation de leur modèle de transport de flux de surface.	33
3.II	Valeur du seuil B^* et des coefficients a , b , c optimaux tels qu'obtenus grâce à la procédure d'optimisation effectuée par Lemerle et Charbonneau [53].	36
3.III	Valeurs des coefficients des différents ajustements testés pour la conversion du $\Phi(t)$ total extrait du modèle en l'ISSN.	49
4.I	Prédiction de l'activité globale et hémisphérique du cycle 25.	62

LISTE DES FIGURES

1.1	<i>International SunSpot Number</i> (version 2) 55 ans avant le cycle 1 jusqu'à aujourd'hui.	2
1.2	Diagramme papillon observationnel de la surface du disque solaire couverte par des taches solaires.	4
1.3	Amplitude du champ magnétique à 55 degrés de part et d'autre de l'équateur.	5
2.1	Corrélation entre le dipôle au minimum du cycle n et l'amplitude maximale du cycle $n + 1$	10
2.2	Profils des écoulements à grande échelles dans plusieurs modèles dynamos utilisant l'approximation cinématique.	14
2.3	Représentation schématique de l'effet Babcock-Leighton et de l'effet α	15
2.4	Profil de l'amplitude des termes sources de champ poloïdal et du coefficient de dissipation du champ magnétique en fonction du rayon pour le modèle de Dikpati et al. [20]	20
2.5	Profils de diffusivité du champ magnétique et des termes sources de champ poloïdal en fonction de la profondeur tel qu'utilisés par Chatterjee et al. [11].	23
2.6	Schéma de la procédure de validation et de la prédiction du cycle 24 par Choudhuri et al. [12]	26
3.1	Distributions des propriétés de l'émergence des régions actives dans le modèle de Lemerle et Charbonneau [53]	36
3.2	Sorties d'une simulation typique de l'évolution solaire selon le modèle de Lemerle et Charbonneau [53].	38
3.3	Reproduction de la corrélation entre le dipôle au minimum du cycle n et l'amplitude du cycle $n + 1$ par le modèle de Lemerle et Charbonneau [53].	39

3.4	Estimation de la fenêtre temporelle de prédictibilité du modèle de Lemerle et Charbonneau [53].	40
3.5	Comparaison des distributions du flux magnétique des régions actives des bases de données de Wang et Sheeley [88] et de Yeates [91]	44
3.6	Comparaison entre les inclinaisons et les séparations angulaires des BMRs de la base de données de Wang et Sheeley [88] et de Yeates [91].	44
3.7	Procédure de calcul de la relation d'échelle permettant de convertir le flux total $\Phi(t)$ extrait du modèle en ISSN.	48
4.1	Reproduction du cycle 24 après assimilation des régions actives de la base de données de Yeates [91] du cycle 23.	58
4.2	Prédiction du cycle 25 après assimilation des régions actives de la base de données de Yeates [91] des cycles 23 et 24.	60
4.3	Prédiction de l'activité solaire hémisphérique du cycle 25.	61
4.4	Échantillon de prédictions publiées pour l'amplitude du cycle 25 incluant ce travail.	64
4.5	Échantillon de prédictions publiées pour l'époque du pic d'activité du cycle 25 incluant ce travail.	66

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier Andrés Muñoz-Jaramillo pour ses conseils précieux lors des étapes finales de la production de ma thèse. Je tiens à remercier mon directeur Paul Charbonneau pour m'avoir guidé à travers le projet de recherche qui a mené à l'écriture de cette thèse. Particulièrement, je le remercie pour la patience dont il a fait preuve lors des moments chargés où il m'a été difficile de concilier recherche et implication étudiante et parascolaire.

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

Le Soleil est un laboratoire fascinant de physique des plasmas, de physique nucléaire et de magnétohydrodynamique en constante évolution. En raison de la grande proximité de notre étoile, la communauté scientifique s'est, depuis plusieurs centaines d'années déjà, penchée sur les questions importantes qui concernent l'objet central de notre système planétaire à savoir : comment s'est-il formé, en quoi est-il semblable ou différent des milliards d'autres objets visibles dans le ciel, va-t-il mourir un jour ? La communauté scientifique s'est aussi demandé ce qui alimente le Soleil, c'est-à-dire quelle est la cause de son émission d'énergie, de lumière et comment cette énergie est-elle transportée jusqu'à la surface jusqu'à la Terre.

1.1 Le cycle solaire

La question à l'étude de cette thèse fut soulevée en 1843 par Samuel Heinrich Schwabe qui remarqua qu'il existe un cycle de variation de l'activité de surface, c'est-à-dire qu'il existe une périodicité régissant l'apparition de taches à la surface du Soleil [1]. Cette hypothèse fut reprise par Rudolf Wolf à Zurich qui compila les données historiques d'observation des taches depuis 1745 et donna une mesure de l'activité solaire qui est une fonction du nombre de taches et du nombre de groupes de taches solaires. On appelle maintenant cette mesure le Nombre de Wolf (R_z) et il est donné par la relation suivante :

$$R_z = k(10g + n) \quad (1.1)$$

où k est un facteur de correction qui dépend de l'instrument de mesure et de la méthode utilisée, g correspond au nombre de groupes de taches solaires, et n au nombre de taches individuelles [37]. Le résultat de ce calcul est fortement influencé par la méthode du calcul du nombre de groupes et par plusieurs facteurs observationnels. Dans le but de tenter d'éliminer ces biais, plusieurs ateliers de recalibration ont eu lieu pour arriver, en

2015, à une nouvelle reconstruction historique du Nombre de Wolf qu'on appelle aussi le *International Sunspot Number* (ISSN) version 2 tel qu'on l'utilise aujourd'hui [15].

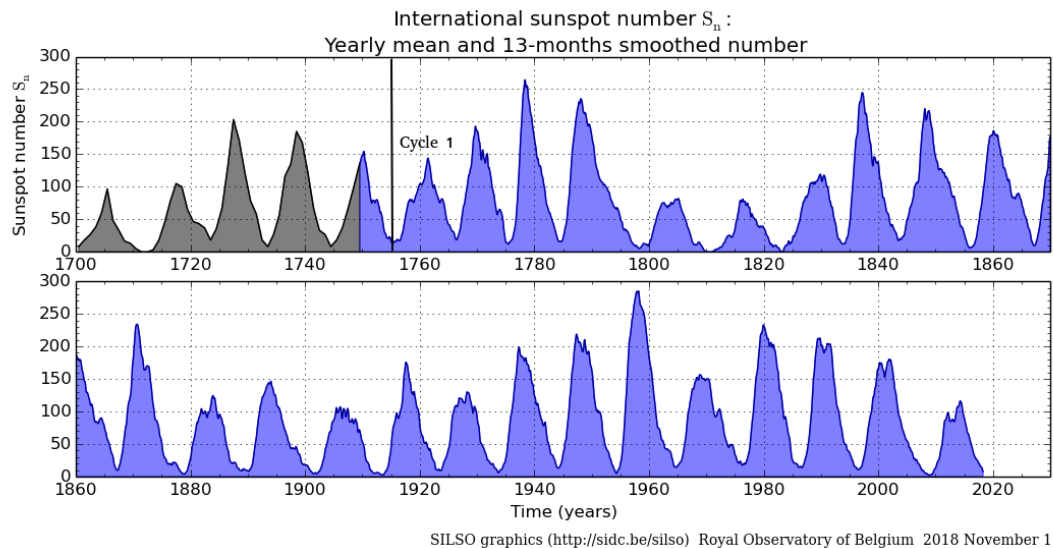


Figure 1.1 – Version 2 de la reconstruction de la moyenne annuelle (en noir) et de la version lissée (en bleu) sur 13 mois du nombre de taches solaires depuis 1749 telle qu'obtenue du **SILSO data/image, Royal Observatory of Belgium, Brussels** (<http://sidc.oma.be/silso/datafiles>)

1.1.1 La série temporelle du SSN

S'il existe encore des biais quant à des valeurs historiques, il y a des tendances qu'on peut extraire aisément du SSN tel qu'on le voit à la figure 1.1. On y observe un cycle périodique dont la période moyenne est de 10.7 ans. Cette période a une forte variabilité et a connu un maximum lors du quatrième cycle qui se serait étendu de septembre 1784 à avril 1798 soit 13.6 ans. À l'inverse, le deuxième cycle solaire depuis 1749 aurait duré seulement 9 ans. Nous avons un exemple récent d'un cycle qui s'écarte de la moyenne. Le cycle 23 a duré 12.3 ans d'août 1996 à décembre 2008, alors que son prédécesseur n'a duré que 9.9 ans.

Qualitativement, il est facile d'observer que l'amplitude est fortement variable. Le facteur de plus de 4 entre le maximum du sixième cycle solaire et celui du cycle 19 qui a eu lieu en 1958 donne une bonne idée de la variabilité de cette mesure dont l'ordre est

comparable à celui de la mesure elle-même. Un autre propriété qu'on observe aisément sur la figure 1.1 est celui de l'asymétrie du cycle solaire. Cette propriété est nommée l'effet Waldmeier qui assure que la montée du cycle solaire se fait de façon plus rapide que sa chute. Cela a pour effet que le maximum d'un cycle se produit généralement de 4 à 5 ans après le début de celui-ci ce qui laisse de 6 à 7 ans environ pour la chute vers le minimum.

On observe que la série du SSN passe à travers des extrêmes dont les échelles temporelles sont de l'ordre de la centaine d'années contrairement au cycle solaire qui est de l'ordre de la décennie. Un exemple frappant de la présence de ce signal de plus grande période est le minimum de Dalton qui aurait eu lieu de 1790 à 1830 (voir figure 1.1) [51] et qui serait une période d'activité fortement réduite pour une durée prolongée. Un autre exemple est celui du maximum moderne qui aurait débuté avec le cycle 15 en 1914 et aurait pris fin avec l'arrivée du cycle 24 en 2008 [78]. Cette tendance à long terme a été nommée le cycle de Gleissberg en hommage à Wolfgang Gleißberg qui a observé et quantifié le fait qu'on observe une modulation du SSN sur une période d'environ 80 ans [24]. Des méthodes, dites spectrales, utilisent des décompositions en séries de Fourier pour trouver les différents signaux qui se superposent pour former la série temporelle du SSN et ainsi en prédire son développement (voir section 2.1.1).

1.1.2 Le cycle solaire magnétique

Comme le nombre de taches solaires émergeant mensuellement qui évolue selon une certaine périodicité, les particularités des émergences individuelles sont elles-aussi régies par le cycle solaire. Les taches solaires émergent en paires de régions magnétiques actives qui sont reliées par des arcs de champ magnétique qui traversent la surface (Description détaillée en section 2.3). Si les détails de l'évolution du champ magnétique invisible à l'œil ont longtemps échappé aux observateurs et scientifiques, plusieurs manifestations indirectes de ce dernier ont bien été notées.

La figure 1.2 montre l'évolution temporelle de la distribution spatiale d'émergence des taches solaires. Cette représentation de l'évolution de l'activité solaire de surface fut proposée en premier par Edward Maunder en collaboration avec son épouse Annie

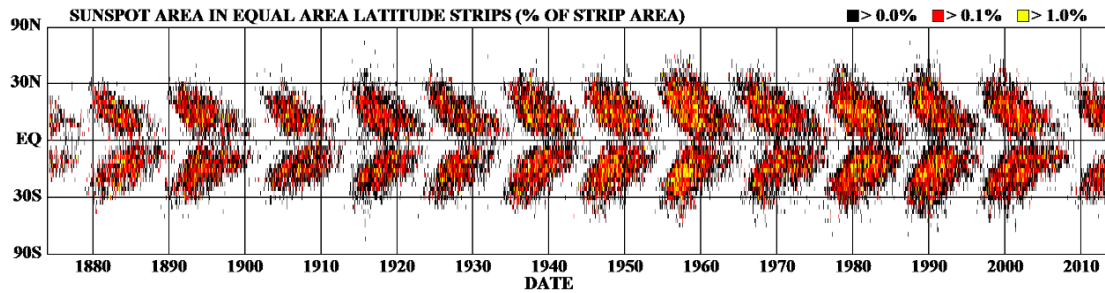


Figure 1.2 – Pourcentage de la surface du disque couverte par des taches solaires en fonction du temps sur des bandes de largeur égale en latitude. Figure tirée de **Hathaway NASA/ARC 2016/10** (<https://solarscience.msfc.nasa.gov/SunspotCycle.shtml>)

Maunder. Sur cette figure qu'on appelle le diagramme papillon, on remarque que l'émergence des régions actives se fait le long de deux bandes équidistantes de l'équateur. Le centre de ces bandes est à environ 25° de part et d'autre de l'équateur au début d'un cycle donné et migre ensuite systématiquement vers l'équateur. Cette propriété montre une migration du champ magnétique sous-jacent qui est responsable de l'émergence des taches à la surface.

Une autre propriété fondamentale de l'émergence de régions actives bipolaires (BMRs) est qu'il existe une inclinaison systématique entre l'axe imaginaire qui relie les membres de la paire de taches et une ligne horizontale Est-Ouest. Cette tendance a été observée en 1919 et porte le nom de Loi de Joy [27]. L'effet net de cette propriété fondamentale de l'émergence de régions actives est que la polarité qui précède dans la direction de rotation du Soleil est généralement plus près de l'équateur que la polarité qui suit. Cette inclinaison est une fonction qui augmente linéairement avec l'écart par rapport à l'équateur. Il s'avère que cette propriété, qui est une conséquence de la force de Coriolis qui agit sur le plasma en mouvement dans le Soleil, est essentielle dans la théorie dynamo qui tente d'expliquer la génération du champ magnétique global du Soleil (section 2.3).

1.1.3 Le champ magnétique global du Soleil

Les taches solaires sont des régions de champ magnétique très localisé et très intense. Leurs échelles spatiales se comparent aux dimensions de la Terre, mais le flux magnétique qui en émerge est comparable en amplitude à celui du champ à grande échelle du

Soleil. Au minimum, ce champ global a une configuration largement dipolaire en surface, mais qui se complexifie grandement à l'approche du maximum solaire vers une configuration multipolaire. Aujourd'hui, il ne fait plus aucun doute que cette complexification du champ magnétique au maximum est suivie d'une inversion de polarité systématique.

En premier lieu, cette inversion de polarité fut observée indirectement par l'inversion de la polarité du membre qui précède lors d'émergence de BMRs à la surface du Soleil, mais en 1957, Harold D. Babcock observa que la polarité du champ magnétique près de l'hémisphère sud avait changé de signe. En 1958, il observa que celle du nord s'était aussi inversée, pour montrer que le champ global du Soleil s'était bien inversé et était maintenant parallèle à celui de la Terre [2].

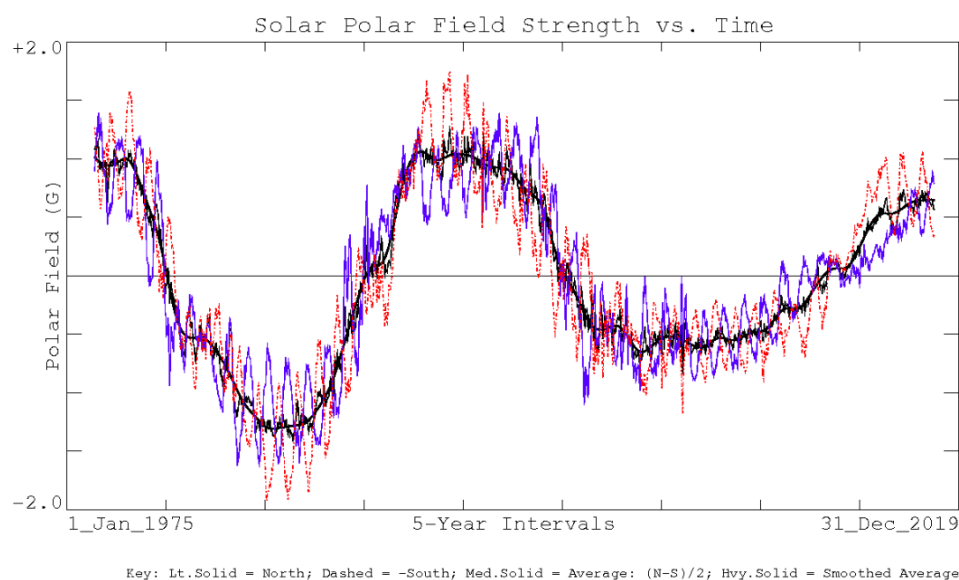


Figure 1.3 – Mesures du champ magnétique solaire aux pôles pris des données du Wilcox Solar Observatory. La courbe bleue montre l'amplitude champ magnétique au pôle nord héliocentrique et la courbe en rouge montre celle du champ magnétique au pôle sud multiplié par un facteur de -1 . La courbe en noir est la moyenne de ces amplitudes. Figure tirée du WSO (<http://wso.stanford.edu/MeanField>)

La figure 1.3 montre les mesures du Wilcox Solar Observatory a Stanford pour l'amplitude du champ magnétique au-delà de 55° sur le disque solaire. Il est clair aujourd'hui que le champ magnétique solaire global passe lui-aussi à travers un cycle qui est intime-

ment relié temporellement à l'apparition et la migration des taches solaires à la surface. Le champ magnétique aux pôles, suivant sa phase multipolaire complexe s'inverse près du maximum solaire, alors qu'une grande population de taches solaires émergent à la surface. L'inversion est une réorganisation massive du champ magnétique vers une configuration plus simple suivie d'une augmentation de l'amplitude du champ qui atteint son maximum vers le minimum solaire, alors que le disque solaire est presque exempt de taches.

Le champ magnétique total du Soleil est une superposition de modes (dipolaire, quadrupolaire, etc.) magnétiques qui diminuent en amplitude avec l'ordre. Nous verrons à la section 2.2 que l'amplitude du moment dipolaire (DM) magnétique du Soleil au minimum est un précurseur puissant et largement utilisé dans la prédiction du cycle solaire.

CHAPITRE 2

LES MÉTHODES DE PRÉDICTION DU CYCLE SOLAIRE

Les éjections de masse coronale (CME) et les éruptions solaires sont des événements extrêmes qui ont des impacts importants sur la magnétosphère et sur la technologie qui est envoyée dans l'espace. La prédiction à court terme de leur apparition relève de la météo spatiale et du travail est présentement fait sur le développement de méthodes de prédiction utilisant des algorithmes d'intelligence artificielle. Or, il s'avère que la fréquence des CMEs est très bien corrélée à la phase et à l'amplitude du cycle solaire [89]. Dans le contexte d'une mission spatiale de longue durée comme la mission envisagée vers Mars, la prédiction à mi-long terme des caractéristiques générales de l'activité solaire est hautement souhaitée et relève de la climatologie spatiale (ou climat spatial). C'est précisément ce type de prédiction qui est présenté dans cette section.

Le cycle solaire met en relation des phénomènes magnétiques dont les échelles spatiales sont très différentes. Les taches solaires ont une taille de l'ordre des dimensions de la Terre alors que le champ magnétique global s'étend dans l'espace interplanétaire, transporté par le vent solaire jusqu'à la héliopause. En plus des différences d'échelles importantes, le Soleil est le terrain de jeu de multiples processus magnétohydrodynamiques sujets à l'instabilité. On s'attend donc à ce que l'évolution du champ magnétique évolue de façon chaotique ou du moins stochastique en raison de la forte turbulence du milieu dans lequel il baigne. Or, l'existence d'un cycle dont nous avons la preuve qu'il existe depuis beaucoup plus longtemps que sa période nous indique qu'il se développe, dans les écoulements turbulents de plasma à l'intérieur du Soleil, des mécanismes qui ordonnent et régularisent le chaos.

Dans l'optique de prédire le cycle solaire, il peut sembler nécessaire de connaître en détail la physique derrière l'interaction entre le champ magnétique et le plasma, or il s'avère que beaucoup d'auteurs de prédictions de cycles antérieurs ont utilisé des méthodes toutes-autres. On verra à la section 2.1 qu'on peut utiliser les caractéristiques de la série du nombre de taches solaires international (ISSN) ou d'une autre série bien

corrélée avec cette dernière comme le flux radio 10.7 cm pour trouver des corrélations statistiques où d'en extraire les différents signaux [62] [65].

Une autre catégorie de méthodes utilise des propriétés physiques pour tenter de prédire le cycle solaire. C'est le cas de méthodes qui utilisent des quantités mesurables comme précurseurs (voir section 2.2) à l'amplitude du prochain cycle. Les autres méthodes utilisant la physique du système sont celles de la prédiction à l'aide de modèle de champ moyen[67]. Ces modèles tentent de reproduire les processus dynamo qui entretiennent et transportent le champ magnétique (section 2.3).

2.1 Méthodes Statistiques

Tel que mentionné au début de la section 2, il existe une catégorie de méthodes de prédiction qui utilisent la série temporelle du SSN elle-même pour prédire son évolution subséquente. Ces méthodes présument que la série peut être extrapolée jusqu'à un certain point [67], c'est-à-dire qu'il existe une mémoire inter-cycle permettant de prédire le cycle solaire à partir de son amplitude. Ces méthodes s'intéressent peu à la physique sous-jacente de la dynamo solaire, mais tiennent pour acquis les phénomènes qui régissent et régulent le cycle solaire. Certains auteurs utilisent les propriétés du profil du SSN comme l'effet Waldmeier, pour prédire la fin d'un cycle en cours. C'est le cas de Jiang et al. [45], par exemple, qui utilisent une paramétrisation du profil du ISSN bâtie empiriquement pour prédire le SSN jusqu'à la fin du cycle 24, pour ensuite prédire l'amplitude du cycle 25.

2.1.1 Méthodes spectrales

Les méthodes spectrales reposent sur l'analyse de la série du ISSN et sa décomposition en ses principales fréquences. C'est-à-dire qu'on peut identifier plusieurs signaux d'intensités variables et de fréquences distinctes en faisant une décomposition en série de Fourier du signal total. Faisant ceci on s'aperçoit que l'ISSN est une superposition de plusieurs modes périodiques de périodes pouvant aller à la décennie à la centaine d'années. De la décomposition en série de Fourier de la série du ISSN, on obtient la

densité spectrale de puissance de laquelle on peut extraire les pics les plus évidents [67]. La fréquence la plus évidente est bien certainement celle de du cycle de 11 ans, mais on obtient aussi des pics suggérant une période de 22 ans : la «règle paire-impair». Cette théorie vient de l'observation historique notant que les cycles impairs ont souvent été plus forts que les cycles pairs durant les derniers 200 ans. Or, il existe plusieurs exceptions à cette règles. Les autres signaux notables sont de périodes bien plus longues. Ce sont ces variations à long terme dans l'amplitude de cycles successifs qu'on a nommé le cycle de Gleissberg (voir section 1.1). Les auteurs de prédictions du cycle solaire qui utilisent des analyses spectrales utilisent les différents modes pour extrapoler la série du SSN [21] [16].

2.2 Méthodes de précurseurs

L'autre type de méthodes de prédiction du cycle solaire qui est significative dans le contexte de ce travail est la classe des méthodes de précurseurs. L'idée derrière cette méthode est que la prédiction du cycle se base sur une corrélation statistique entre une propriété physique mesurable et l'amplitude du cycle solaire. Par exemple, il est devenu assez évident que le nombre de taches solaires émergeant à la surface lors d'un cycle solaire était significativement corrélé à l'amplitude du champ magnétique poloïdal présent au minimum précédent un maximum solaire. La réalisation du fait que le flux magnétique émergeant à la surface sous forme de région active venait de la transformation du champ poloïdal est une avancée qui a poussé le développement des modèles dynamo (sections 2.3 et 3.1). La figure 2.1 montre la forte corrélation qui existe entre le champ présent aux pôles au minimum d'un cycle quelconque n et l'amplitude du cycle suivant $n + 1$. Cette corrélation est encore bien meilleure si on sépare les deux branches qui semblent se dessiner sur la figure 2.1. Plusieurs auteurs de prédictions du cycle 24 ont utilisé la mesure du dipôle axial (DM) au moment du minimum entre les cycles 23 et 24 et ont prédit un cycle 24 de plus faible amplitude que le 23 [80] [82] [72], ce qui a bien été le cas.

Il existe une panoplie de types de précurseurs qui ont été utilisés pour la prédiction

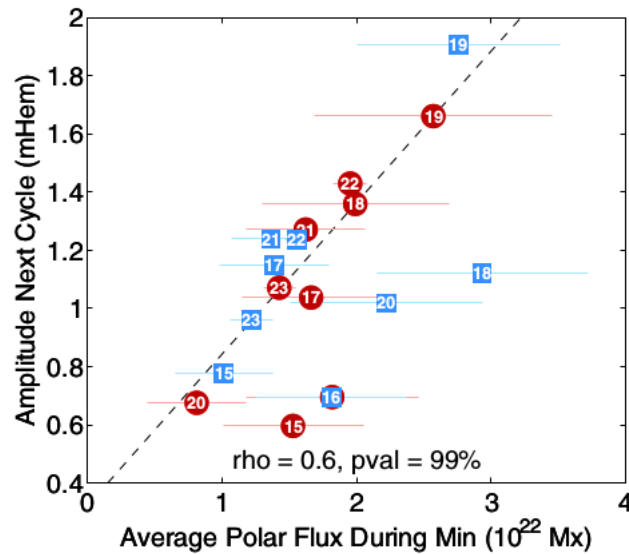


Figure 2.1 – Corrélation entre la moyenne du champ magnétique aux pôles en unités de 10^{22} Mx au minimum d’activité solaire et l’amplitude du maximum suivant. rho indique l’indice de Pearson indiquant la corrélation et pval indique son importance statistique. Figure tirée de **Muñoz-Jaramillo et al. [58]**

du cycle solaire. Pesnell [64], dans une revue des différentes prédictions du cycle 24, dresse une liste de nombreuses techniques qu’utilisent les auteurs. Dans sa liste de 75 prédictions, près de 40% sont faites en utilisant des précurseurs de toutes sortes. Voici une liste non-exhaustive de certains précurseurs utilisés :

1. L’indice géomagnétique aa [33] [47],
2. L’indice géomagnétique AP [17] [81],
3. Le nombre de jours sans tache solaire près du minimum [28],
4. Les propriétés de certains groupes de taches solaires à basse latitude [40]

2.3 La dynamo solaire

Les méthodes de prédiction du cycle solaire se basant sur des modèles tentent d'utiliser la compréhension actuelle du processus dynamo. Le processus dynamo serait responsable de la production et du maintien du champ magnétique global du Soleil. En effet il est difficile d'expliquer comment un champ magnétique global peut encore exister sur le Soleil alors que la diffusion magnétique y est forte sans une théorie dynamo bien construite. Commençons par les équations de la magnétohydrodynamique :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) \quad (2.1)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\rho(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} - \nabla p + \rho \mathbf{g} + \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \quad (2.2)$$

$$\rho \frac{\partial e}{\partial t} = -\rho(\mathbf{v} \cdot \nabla) e - p \nabla \cdot \mathbf{v} + \nabla \cdot (\kappa \nabla T) + Q_v + Q_\eta \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B} - \eta \nabla \times \mathbf{B}) \quad (2.4)$$

Ces équations combinent l'équation d'induction (équation 2.4) avec les équations de Navier-Stokes qui régissent l'écoulement des fluides [5]. Les équations 2.1, 2.2, 2.3 et 2.4 représentent respectivement l'équation de continuité, la conservation de l'impulsion, la conservation de l'énergie et l'état du champ magnétique où on s'assure que le champ magnétique respecte strictement la condition $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. Dans ces équations, \mathbf{v} dénote la vitesse d'écoulement des fluides, \mathbf{B} le champ magnétique, e l'énergie interne, p la pression, ρ la densité de masse, \mathbf{g} la gravité, Q_v la chaleur résultant de la viscosité et $\boldsymbol{\tau}$ le tenseur de stress visqueux. Q_η est la dissipation ohmique, ν la viscosité, η la dissipation magnétique, κ la conductivité thermique et μ_0 la perméabilité du vide.

Si on considère l'équation 2.4 et qu'on qu'on adimensionnalise le temps en fonction des échelles caractéristiques L/U représentant la longueur caractéristique et la vitesse caractéristique, on établit une équation sans dimension pour l'équation d'induction (équation 2.4) :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B} - \frac{1}{R_m} \nabla \times \mathbf{B}) \quad (2.5)$$

R_m est le nombre de Reynolds magnétique défini comme suit :

$$R_m = \frac{UL}{\eta} \quad (2.6)$$

Il est une mesure de l'induction magnétique contre la dissipation magnétique [5]. De l'équation d'induction, on peut aussi estimer un temps de diffusion du champ magnétique comme :

$$\tau_d \sim \frac{L^2}{\eta} \quad (2.7)$$

Le tableau 2.I montre la valeur de ces quantités pour le Soleil dans des régimes de diffusion différents. L'intérieur radiatif du Soleil est dominé par la diffusion moléculaire ce qui donne des temps caractéristiques de dissipation du champ magnétique de l'ordre de l'âge du Soleil, ce qui ne crée pas le besoin d'un modèle dynamo puisque le champ magnétique primordial du nuage protosolaire aurait pu subsister, mais cette hypothèse tombe si on considère l'enveloppe convective. Cette couche, qui représente les 30% externes du rayon solaire, est dominée par la turbulence et offre des temps de diffusion de l'ordre de l'année (tableau 2.I). Un champ magnétique, présent dans la zone radiative, doit être fortement atténué par son passage à travers la zone convective. Nous avons, donc besoin d'une théorie dynamo expliquant l'activité présente sur la surface du Soleil et le renversement du champ global.

	η [m^2/s]	L [m]	U [m/s]	R_m	τ_d [années]
Moléculaire	1	10^8	100	10^{10}	3×10^8
Turbulente	10^8	10^8	100	100	3

Tableau 2.I – Valeurs de dissipation magnétique, Longueur caractéristique, vitesse caractéristique, nombre de Reynolds et temps de diffusion pour des régimes de diffusion moléculaire et de dissipation turbulente. Chiffres tirés de *Heliophysics : Plasma Physics Of The Local Cosmos*

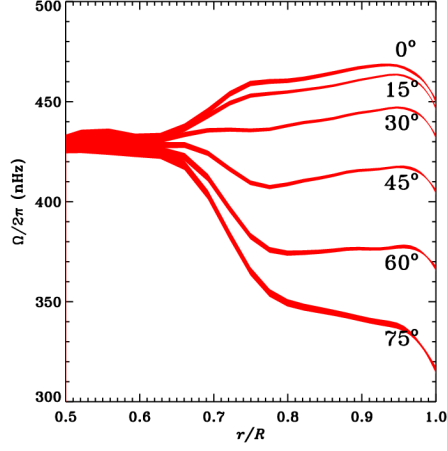
2.4 Les modèles dynamo numériques

Un modèle dynamo, s'il veut expliquer la production de champ magnétique sur le Soleil, doit résoudre le problème dynamo [9]. Le terme entre parenthèse dans l'équation

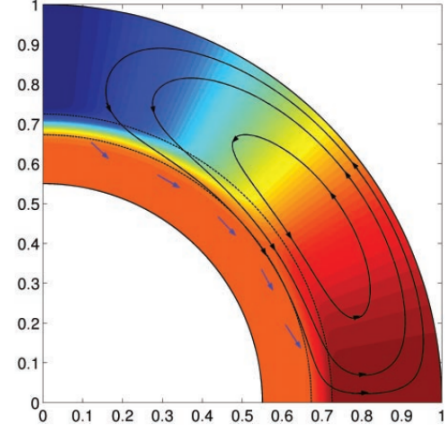
2.4 comporte deux termes. Le premier représente un terme source de champ magnétique tandis que le deuxième est un terme de dissipation pour \mathbf{B} . Le problème se réduit à trouver un écoulement \mathbf{v} pouvant produire un champ magnétique contre la dissipation ohmique.

Une simplification utilisée pour résoudre les équations de la MHD dans un contexte de dynamo solaire et d'établir le régime cinématique dans lequel on fixe les écoulements \mathbf{v} . L'équation 2.2 devient simplement $\partial \mathbf{v} / \partial t = 0$ et l'équation 2.4 devient linéaire [74]. Les écoulements axisymétriques ($d/d\phi = 0$) considérés ici sont la rotation différentielle et la circulation méridienne. Le premier écoulement, causé par la convection dans l'enveloppe du Soleil, est une dépendance en latitude de la période de rotation du plasma. Dans l'enveloppe convective du Soleil, la période de rotation du plasma près de l'équateur est moins grande que celle du plasma près des pôles. Le cœur radiatif est quant à lui en rotation solide et la tachocline est la couche de transition entre les deux régions [36]. La figure 2.2a montre le profil de rotation à différentes latitudes en fonction de la distance par rapport au centre du Soleil. On y voit bien la zone de transition entre la rotation solide du cœur du Soleil et la rotation différentielle de la zone de convection qui couvre les 30% externe. L'autre écoulement que l'on considère comme constant et qui joue un rôle important dans certains modèles de dynamo solaire est la circulation méridienne. Cet écoulement lent transporte le plasma vers les pôles en surface, fait sombrer le plasma vers l'intérieur aux pôles, transporte le plasma vers l'équateur en profondeur et fait émerger le plasma vers l'équateur (figure 2.2b [60]).

Les prochaines approximations sont de considérer les champs magnétiques globaux comme axisymétriques par rapport à l'axe de rotation du Soleil et antisymétriques par rapport à l'équateur[9]. Ces approximations nous permettent de séparer le champ magnétique en ses composantes toroïdale et poloïdale. On peut donc résoudre le champ toroïdal dans un plan longitudinal et le champ poloïdal dans une tranche méridionale comme vu à la figure 2.2b. En coordonnées polaires, le champ magnétique devient la somme de ses composantes (équation 2.8) qu'on utilisera dans l'équation d'induction. Nous pouvons aussi réécrire l'écoulement \mathbf{v} dans l'équation 2.4 en fonction de ses composantes que nous avons décrites comme la rotation différentielle du plasma s'écoulant parallèlement



(a) Profil de rotation différentielle en fonction de la distance par rapport au centre du Soleil pour différentes latitudes. Figure tirée du **GONG/NSO/AURA/NSF** (<https://gong.nso.edu/gallery/>)



(b) Profil de circulation méridienne quadripolaire (traits noirs) pour une tranche méridionale de la sphère solaire. Le code de couleur montre le profil de rotation différentielle similaire à la figure de gauche. Rouge indique un écoulement rapide (à l'équateur) et bleu indique un écoulement lent (aux pôles). Figure tirée de **Nandy et Choudhuri [60]**

Figure 2.2 – Profils des écoulements à grande échelles dans plusieurs modèles dynamos utilisant l'approximation cinématique.

à l'équateur et la circulation méridionale qui dirige le plasma dans la direction nord-sud en fonction de la profondeur (équation 2.9).

$$\mathbf{B}(r, \theta, t) = \nabla \times (A(r, \theta, t)\hat{\mathbf{e}}_\phi) + B(r, \theta, t)\hat{\mathbf{e}}_\phi \quad (2.8)$$

$$\mathbf{u}(r, \theta) = \mathbf{u}_p(r, \theta) + \varpi\Omega(r, \theta)\hat{\mathbf{e}}_\phi \quad (2.9)$$

Le premier terme dans l'équation 2.8 correspond à la composante poloïdale du champ magnétique. \mathbf{u}_p dans l'équation 2.9 correspond à la composante poloïdale de l'écoulement et Ω correspond au profil de rotation différentielle qui dépend de la profondeur et de la latitude comme vu à la figure 2.2a. $\varpi \equiv r \sin \theta$. En substituant les expressions 2.8 et 2.9 dans l'équation 2.4, on obtient deux équations aux dérivées partielles couplées en deux dimensions. Les équations 2.10 et 2.11 représentent la composante poloïdale et

toroïdale du champ magnétique, respectivement :

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \eta \left(\nabla^2 - \frac{1}{\varpi^2} \right) A - \frac{\mathbf{u}_p}{\varpi} \cdot \nabla (\varpi A), \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \eta \left(\nabla^2 - \frac{1}{\varpi^2} \right) B + \frac{1}{\varpi} \frac{\partial (\varpi B)}{\partial r} \frac{\partial \eta}{\partial r} - \varpi \nabla \cdot \left(\frac{B}{\varpi} \mathbf{u}_p \right) + \varpi (\nabla \times (A \hat{\mathbf{e}}_\phi)) \cdot \nabla \Omega \quad (2.11)$$

Le dernier terme de l'équation 2.11 est un terme source de champ magnétique toroïdal sous l'action du cisaillement du champ poloïdal par la rotation différentielle Ω . L'équation 2.10 ne contient pas de terme source de champ poloïdal ce qui est une manifestation du théorème de Cowling qui assure qu'un écoulement axisymétrique ne peut agir comme source de champ magnétique dans une dynamo pour un champ axisymétrique [74]. La solution à ce problème est d'ajouter des termes sources capturant l'effet des composantes non-axisymétriques des écoulements et du champ magnétique à l'équation 2.10 pour obtenir une production de champ poloïdal à partir de champ toroïdal.

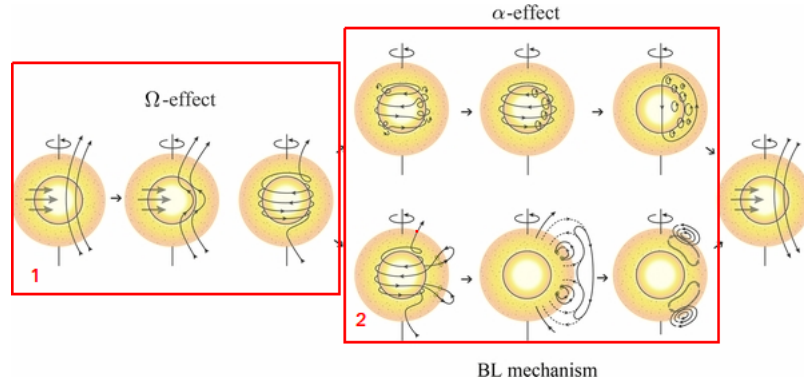


Figure 2.3 – Représentation schématique de l'effet Babcock-Leighton et de l'effet α qui seraient responsables de la production de champ poloïdal à partir du champ toroïdal émergeant en surface. Figure tirée de **Sanchez et al. [69]**

2.4.1 Les mécanismes de production de champ magnétique

Voyons brièvement les mécanismes de production de champ magnétique qui sont utilisés dans les modèles dynamo pour transformer le champ magnétique. La figure 2.3

montre une demi-boucle dynamo, c'est-à-dire que d'un champ magnétique ayant une configuration largement dipolaire, on y voit l'entraînement du champ magnétique poloidal par la rotation différentielle vers une configuration toroïdale (boîte 1). Le dernier terme de l'équation 2.11 représente le cisaillement du champ magnétique par la rotation différentielle. C'est ce terme source qui produit du champ magnétique toroïdal à partir du champ poloidal présent. La région où est produit le champ toroïdal est la tachocline où la variation du profil de rotation est très grande ($\partial\Omega/\partial r$) en raison du passage de la rotation solide de l'intérieur radiatif à la rotation différentielle dans la zone convective où $\partial\Omega/\partial\theta$ est grand (zone de transition entre rotation solide et rotation différentielle [voir figure 2.2a]).

2.4.2 L'effet alpha

L'étape 2 sur la figure 2.3 montre deux mécanismes importants de production de champ magnétique. La branche du haut comprend les mécanismes de production de champ magnétique poloidal à partir d'un champ toroïdal moyen qu'on regroupe sous le nom d'effet α . La branche du bas représente l'effet Babcock-Leighton de production de champ magnétique poloidal à partir de l'émergence transport et dissipation de régions actives à la surface du Soleil. Brièvement, la compréhension de l'effet α se base sur une décomposition des écoulements \mathbf{v} et du champ magnétique \mathbf{B}_d en la somme de deux composantes. Les composantes moyennes $\langle \mathbf{B} \rangle$ et $\langle \mathbf{u} \rangle$ et les variations à petites échelles \mathbf{B}' et \mathbf{u}' dues à la turbulence. En remplaçant ceci dans l'équation d'induction (2.4), on obtient un nouveau terme $\langle \mathbf{u}' \times \mathbf{B}' \rangle$ qui correspond à la force électromotrice \mathcal{E} due au mouvement des charges dans un champ magnétique. Cette expression, bien que fonction des variations à petites échelles, peut être exprimée en fonction du champ magnétique moyen en utilisant une expansion en séries de Taylor de \mathbf{B} [9] :

$$\mathcal{E} = \alpha \otimes \langle \mathbf{B} \rangle + \beta \otimes \nabla \times \langle \mathbf{B} \rangle \quad (2.12)$$

où α et β dépendent du modèle de turbulence utilisé pour l'intérieur solaire. Un exemple de mécanisme de production de champ poloidal considéré est la torsion des lignes de

champ magnétique sous l'action de tourbillons convectifs cycloniques causés par la force de Coriolis.

Les modèles de dynamos solaires, pour ajouter l'effet α , alors que les mécanismes turbulents de production de champ magnétique ne sont pas très bien compris, ajoutent un terme linéaire aux équations 2.10 et 2.11. Le terme est souvent négligé dans l'équation 2.11 parce que son effet est beaucoup moins important que celui de la rotation différentielle dans la production de champ toroïdal, mais est conservé dans l'équation 2.10. L'équation 2.10 devient alors :

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \eta \left(\nabla^2 - \frac{1}{\varpi^2} \right) A - \frac{\mathbf{u}_p}{\varpi} \cdot \nabla (\varpi A) + C_\alpha B \quad (2.13)$$

où le terme $C_\alpha = \alpha_0 R / \eta_e$ est un nombre dynamo qui mesure le rapport entre les effets d'induction par rapport aux effets de dissipation de champ magnétique. Ce terme est proportionnel à l'amplitude du champ magnétique et on établit une forme très simple pour le coefficient $\alpha(B)$ qui est fonction lui-même du champ magnétique B . La force de Lorentz associée à la croissance du champ magnétique produit des écoulements qui viennent contrer la production de champ par effet α donc on introduit un seuil sur le champ magnétique toroïdal au-delà duquel l'effet alpha est étouffé :

$$\alpha(B) = \frac{\alpha_0}{1 + (B/B_{eq})^2} \quad (2.14)$$

où $B_{eq} \sim 10^4 G$ est l'amplitude du champ d'équipartition à la base de la zone de convection [74].

2.4.3 L'effet Babcock-Leighton

La branche du bas de la partie 2 sur la figure 2.3 représente l'effet Babcock-Leighton. La production du champ magnétique toroïdal à la base de la zone de convection est suivie par l'émergence de tubes de flux magnétique à la surface. Dans les zones de fort champ magnétique toroïdal, la densité y est plus faible ce qui cause une montée instable de tubes de flux qui viennent traverser la surface et ainsi produire les régions magnétiques

bipolaires (BMRs) qu'on observe à la surface du Soleil [61]. La force de Coriolis qui agit dans un référentiel en rotation agit sur le tube de flux durant sa montée vers la surface et produit une torsion de la boucle ce qui mène à une différence observable en latitude entre les membres de la BMR. Babcock a été le premier à suggérer que ce mécanisme pouvait produire du champ magnétique poloïdal de polarité inverse dont l'accumulation viendrait ultimement inverser le champ magnétique global [3]. L'idée est la suivante : En raison de la force de Coriolis, la polarité qui précède (dans la direction est) dans le sens de la rotation du Soleil est en général plus près de l'équateur que sa contrepartie de polarité inverse. Le flux magnétique de la polarité qui précède s'annule de façon plus efficace que sa contrepartie avec les polarités inverses qui se trouvent dans l'hémisphère opposé. Le flux magnétique restant de la polarité qui succède est transporté vers les pôles par la diffusion et la circulation méridienne. C'est l'accumulation du transport de flux de polarité inverse vers les pôles qui vient éventuellement inverser la polarité du champ magnétique qu'on observe à haute latitude. Cet effet de transport et d'accumulation de flux magnétique aux pôles est maintenant observé dans les magnétogrammes synoptiques.

2.5 Les modèles Dynamo de Transport de Flux (FTD)

La prédiction du cycle solaire sous l'utilisation de modèles dynamo est une méthode récente. En effet, avec le développement de la puissance de calcul disponible, c'est seulement pour la prédiction du cycle 24 qui est en train de se terminer que de tels modèles ont été utilisés. Deux bons exemples de prédictions par modèles dynamo sont celles de Dikpati et al. [19] et de Choudhuri et al. [12] (Jiang et al. [44]). Ces deux modèles sont des codes de transport de flux, mais ont produit des résultats très différents pour l'amplitude maximale du cycle 24. La différence majeure entre ces modèles est l'amplitude de la diffusion causée par la dissipation turbulente η . On verra toutefois, que la grande différence entre les prédictions qu'ont produit ces modèles pour l'amplitude du cycle 24, n'est toutefois pas reliée à cette différence, mais bien à la façon dont les auteurs assimilent les données à leurs modèles. Voyons un peu plus chaque modèle en détail.

2.5.1 Modèle de Dikpati et al. (2004)

Le code DDGAW utilisé par Dikpati et al. [20] est un code dynamo de transport de flux. La procédure est typique des modèles $\alpha\Omega$. La rotation différentielle étire et cisaille le champ magnétique poloïdal et construit un fort champ magnétique toroïdal à la base de la région convective. La flottaison magnétique fait émerger des tubes de flux à la surface solaire qui subissent une torsion en raison de la force de Coriolis. Les BMRs émergées se dissipent et le flux magnétique plus éloigné de l'équateur est transporté par la circulation méridienne vers les pôles pour éventuellement inverser le champ poloïdal présent.

Dikpati et al. [20] construisent des équations dynamo très similaires aux équations 2.10 et 2.11 avec l'inclusion d'un terme source de champ poloïdal à l'équation 2.10 du même genre que discuté à la section 2.4.1 :

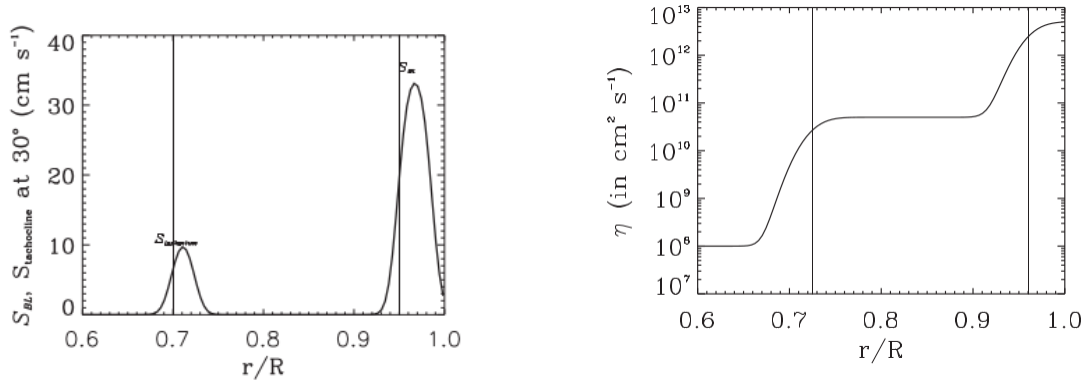
$$\frac{\partial A}{\partial t} = \eta \left(\nabla^2 - \frac{1}{\varpi^2} \right) A - \frac{\mathbf{u}_p}{\varpi} \cdot \nabla (\varpi A) + S(r, \theta, B_\phi) \quad (2.15)$$

où le terme $S(r, \theta, B_\phi)$ est une combinaison linéaire des termes sources de champ poloïdal par l'effet α et l'effet Babcock-Leighton :

$$S(r, \theta, B_\phi) = [S_{BL}(r, \theta) + S_{tac}(r, \theta)] f(B_\phi) \quad (2.16)$$

Le modèle de Dikpati et al. [20] abandonne complètement l'effet α [67] en surface et renomme son terme S_α, S_{tac} pour un effet α concentré à la tachocline comme le montre la figure 2.4a. Les expressions pour les termes sources de l'équation 2.16 sont déterministes et sont fonctions du rayon et de la latitude θ .

Le prochain ingrédient du modèle est le profil de circulation méridienne. Cet écoulement est très lent et donc difficile à observer. Dikpati et al. [20] se basent sur des observations des écoulements vers les pôles qui donnent des vitesses d'environ $15m/s$ [30] pour établir leur condition limite en surface. Ils placent une ligne d'inversion de la direction de l'écoulement à 0.85 rayon solaire (R_\odot) et argumentent que cette circulation lente ne peut pénétrer sous la tachocline et donc que la vitesse de l'écoulement de retour



(a) Distribution de l'amplitude de l'effet Babcock-Leighton (S_{BL}) et de l'effet α (S_{α}) localisé près de la tachocline en fonction du rayon normalisé r/R . Figure tirée de **Dikpati et al. [20]**

(b) Profil du coefficient $\eta(r)$ en fonction de la profondeur. La zone radiative solaire se trouve à $r/R < 0.7$, la tachocline se trouve à $r/R = 0.7$ et la zone de convection s'étend presque jusqu'à la surface. Figure tirée de **Dikpati et al. [20]**

Figure 2.4 – Profil de l'amplitude des termes sources de champ poloïdal et du coefficient de dissipation du champ magnétique en fonction du rayon pour le modèle de Dikpati et al. [20]

vers l'équateur tombe à 0 à $0.71R_{\odot}$ [20]. La figure 2.2b montre l'allure générale de cette circulation.

Les mécanismes de dissipation du champ magnétique sont largement gouvernés par la grandeur du coefficient η du premier terme de droite dans les équations 2.10 et 2.11. Or, un aspect intéressant de ce modèle est qu'il utilise une valeur η qui est assez petite dans la partie centrale de la zone de convection. Dikpati et al. [20] utilisent un profil variant en profondeur pour leur diffusivité, la valeur supérieure donnée par la théorie de la longueur de mélange soit autour de $\eta \sim 10^{12} - 10^{14} \text{ cm}^2/\text{s}$ en surface. Cette valeur chute ensuite en profondeur pour atteindre une valeur de $\eta_{convec} \sim 10^{10} - 10^{11} \text{ cm}^2/\text{s}$ dans la zone de convection et une valeur de $\eta \sim 10^8 \text{ cm}^2/\text{s}$ à $0.6 R_{\odot}$ (figure 2.4b). En raison de cette diffusion très faible, le champ poloïdal généré par l'effet Babcock-Leighton en surface est transporté très lentement vers les pôles et en profondeur ensuite sous l'effet de la circulation méridienne dont la vitesse d'écoulement est de 15 m/s en surface. L'activité magnétique de surface lors d'un cycle n est donc liée à la production de champ poloïdal 2 ou 3 cycles solaires plus tôt [67]. Plus précisément, Dikpati et al.

[20] estiment que le champ poloïdal produit atteint la zone de cisaillement par rotation différentielle au bas de la zone de convection 17 à 21 ans après sa production [19].

2.5.2 Prédiction - Dikpati et al. (2006)

Le modèle décrit à la section 2.5.1 arrive à reproduire les caractéristiques fondamentales du cycle solaire tel qu'on l'observe. Il reproduit le cycle de 11 ans, l'inversion du champ aux pôles pendant le maximum d'activité de surface, il reproduit la migration des taches solaires vers l'équateur pendant la montée du cycle et la migration du flux de surface produit par la transformation du champ toroïdal en champ poloïdal. Toutefois, les termes de l'équation 2.16 sont déterministes et il s'avère que la principale source de variation inter-cycle est le résultat de la grande variabilité des processus stochastiques qui gèrent l'émergence de régions actives à la surface du Soleil. Cette variabilité est encore plus importante considérant qu'on peut voir à la figure 2.4a que l'amplitude du terme source de l'effet Babcock-Leighton est plus grande que celle du terme S_{tac} .

Dans l'optique de prédire l'évolution future de l'activité de surface du Soleil, leur modèle utilise le profil de rotation différentielle, de circulation méridienne, de dissipation turbulente η variant en profondeur et un seuil de saturation pour les mécanismes de production de champ poloïdal vu à la section 2.5.1. Leur technique de validation du potentiel prédictif de leur modèle est de reproduire les cycles 12-23. Pour reproduire les caractéristiques spécifiques de chaque cycle, ils utilisent des données d'observation de la surface. Les données d'aire totale couverte par les taches solaires sur la surface solaire sont accessibles et offre une bonne corrélation avec le flux magnétique total ce qui vient remplacer la formulation déterministe de leurs termes de champ poloïdal dans l'équation 2.16. Leur modèle dynamo auto-excité devient donc un modèle dont l'évolution est forcée par l'imposition d'une condition limite supérieure en surface qui évolue dans le temps : la configuration du champ de surface [19].

Une autre modification à leur modèle est la vitesse d'écoulement méridien. Puisque leur modèle est dominé par le transport du flux, la durée du cycle solaire est déterminée par leur écoulement méridien dont la vitesse en surface est d'environ $15m/s$ pour un cycle de 11 ans. Considérant la moyenne de durée des cycles 12 à 23, ils posent une

circulation méridienne maximale de $14.5m/s$ pour une durée de cycle de 10.75 ans.

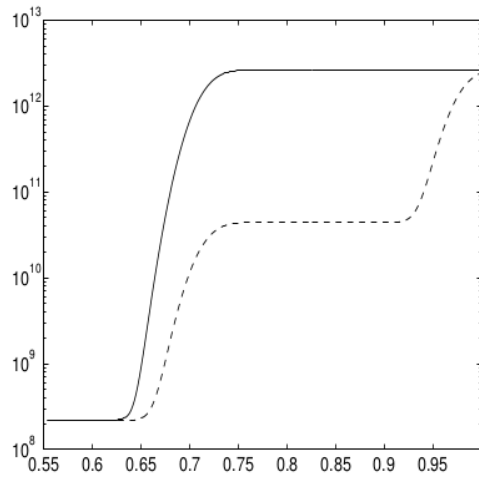
Étant un modèle de transport de flux interne, le modèle ne dépose pas des taches solaires à la surface de façon stochastique. L'objet de leur prédiction est donc l'amplitude du champ magnétique toroïdal construit dans la zone d'où émergent les régions actives. Ce champ est d'environ 40 à 100 kG et ils argumentent que de 5 à 10% du flux magnétique devrait émerger à la surface [19]. Ces arguments leur permettent de bien reproduire les cycles 16 à 23 avec leur méthode d'injection de données de surface de régions actives. Cependant, leur prédiction du cycle 24 leur donne un cycle qui devait être d'amplitude environ 50% plus grande que celle du 23. Toutefois, l'amplitude du maximum du cycle 24 fut environ 34% moins grande que celle du cycle 23 et le cycle de plus faible amplitude depuis près de 100 ans [80].

2.5.3 Modèle FTD Surya

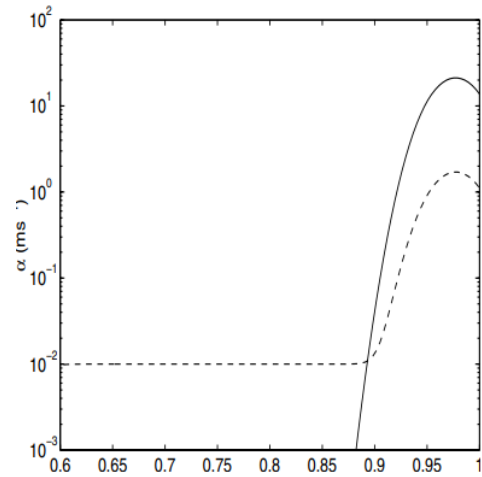
Le modèle de Chatterjee et al. [11] est qualitativement semblable à celui présenté dans la section 2.5.1. Il s'agit d'un modèle dynamo de transport de flux comportant environ les mêmes ingrédients. La formulation mathématique reste d'une forme semblable aux équations 2.10 et 2.11 avec l'ajout de termes sources à l'équation 2.10 de production de champ poloïdal. Une différence notable est d'introduire des coefficients de diffusion distinctif aux différentes équations. Chatterjee et al. [11] introduisent des coefficients η_p et η_t pour la diffusivité de la composante poloïdale et la composante toroïdale du champ magnétique, respectivement.

Chatterjee et al. [11] argumentent qu'en raison de l'amplitude plus faible de la composante poloïdale du champ magnétique, sa diffusion se fait plus efficacement. Pour cette raison, ils choisissent deux profils différents pour η_p et η_t en fonction de la profondeur. La figure 2.5a montre la forme de η_t , qualitativement semblable à celle utilisée par Dikpati et al. [20]. Toutefois, la valeur du coefficient de la dissipation η_p pour le champ poloïdal y est plus élevée de près de 2 ordres de grandeurs ($\sim 10^{12}$). C'est une différence majeure avec le modèle de Dikpati et al. [20] (section 2.5.1). Leurs arguments pour les profils des coefficients de dissipation utilisés sont :

1. Dans la partie supérieure de la zone de convection, η doit être suffisamment grand pour permettre la diffusion de champ poloïdal de surface à travers l'équateur.
2. Dans la partie inférieure, près de la tachocline, η doit être assez faible pour permettre au champ toroïdal produit à haute latitude d'être transporté vers les basses latitudes par la circulation méridienne sans être trop dissipé. L'amplitude du champ toroïdal doit être assez élevée pour permettre au processus Babcock-Leighton d'opérer.
3. Une valeur de η faible au bas de la zone de convection assure aussi qu'il n'y a pas trop de diffusion du champ toroïdal à travers l'équateur entre les polarités inverses.



(a) Profil des coefficients de dissipation η_t (pointillé) et η_p (ligne pleine) en fonction de la profondeur. Figure tirée de **Chatterjee et al. [11]**



(b) Profil du terme source de champ poloïdal (ligne pleine) en fonction de la profondeur jusqu'à la tachocline. Figure tirée de **Chatterjee et al. [11]**

Figure 2.5 – Profils de diffusivité du champ magnétique et des termes sources de champ poloïdal en fonction de la profondeur tel qu'utilisés par Chatterjee et al. [11].

Une autre différence entre les modèles de Dikpati et al. [20] et Chatterjee et al. [11] est l'absence de contribution au champ poloïdal par l'effet α à la base de la zone de convection la courbe en trait plein sur la figure 2.5b montre le profil du terme source de champ poloïdal utilisé. La courbe en pointillé montre un profil où il existe une source

de champ poloïdal à la base de la zone de convection. Chatterjee et al. [11] ont testé cette configuration et ont remarqué que l'ajout de cet effet α en profondeur permet à leur modèle de relaxer vers une configuration dipolaire plus facilement. Toutefois, c'est le profil en trait plein de la figure 2.5b qui fut retenu en raison du manque d'argument observationnel pour la présence d'un effet α en profondeur, alors que la théorie de la production de champ poloïdal par l'effet Babcock-Leighton est validée par l'observation de la dissipation de régions actives émergeant avec une inclinaison [11].

2.5.4 Prédiction - Choudhuri et al. (2007)

Dans le but de produire l'amplitude du cycle 24, Choudhuri et al. [12] utilisent le modèle décrit à la section 2.5.3 avec de légères modifications sur quelques paramètres clés. Les paramètres modifiés touchent la vitesse d'écoulement de la circulation méridienne qui joue un rôle vital dans le contrôle de la période du cycle. La durée du cycle solaire dans le modèle de Chatterjee et al. [11] est de 14 ans, alors que le profil d'écoulement méridien qu'utilisent Choudhuri et al. [12] résulte en un cycle solaire d'une durée réduite de 10.6 ans avec une vitesse d'écoulement en surface de 34 m/s vers les pôles.

Leur méthodologie pour la prédiction du cycle 24 est encore une fois une forme d'assimilation de données. Leur idée est d'assimiler les données du Wilcox Solar Observatory (WSO) et du Mount Wilson Observatory (MWO) pour les cycles 20, 21, 22 et 23 pour les valeurs de l'amplitude du champ magnétique aux pôles du Soleil. Ils utilisent les valeurs du moment dipolaire (MD) aux minima des cycles 20, 21, 22, 23 [80] tels que calculés par Svalgaard et al. (2005). Comme vu à la section 2.2, le champ magnétique ou le MD est une quantité extrêmement bien corrélée avec l'amplitude du cycle solaire. Le champ polaire aux pôles est le précurseur du champ toroïdal généré sous l'action de la rotation différentielle et ce dernier est directement lié à l'émergence de régions actives sous l'effet de la flottaison magnétique.

N'ayant pas accès directement à la mesure du moment dipolaire que leur modèle génère, Choudhuri et al. (2007) ont dû trouver une autre façon d'intégrer cette mesure à leur procédure de prédiction. De plus, n'ayant pas de point de référence par rapport à l'amplitude qu'aurait leur MD dans une simulation ordinaire de leur modèle, ils établissent

un point de référence pour l'amplitude du cycle, c'est-à-dire qu'ils établissent arbitrairement le cycle 23, dont l'amplitude est «moyenne» dans l'ensemble des cycles solaires 20 à 23 inclusivement, comme cycle de référence d'amplitude typique. Ils établissent donc le MD au minimum entre les cycles 22 et 23 comme étant leur valeur moyenne.

Suivant cette idée, leur procédure de validation du modèle est donc de simuler les cycles 21 à 24 successivement en ajustant la valeur du MD au minimum solaire lors duquel la valeur du champ poloïdal est maximale. Pour ce faire ils établissent un coefficient γ , qui est un facteur par lequel ils multiplient la valeur de leur MD à son maximum. γ prend les valeurs suivantes pour les minima de cycles 20, 21, 23 et 23 :

# cycle	γ
20	1.25
21	1.23
22	1.0
23	0.6

Tableau 2.II – Valeurs de γ correspondant aux minima suivant les cycles utilisés pour valider la méthode de prédiction de Choudhuri et al. [12]

Le moment dipolaire étant proportionnel au champ poloïdal à haute latitude, Choudhuri et al. [12] multiplient la valeur $A(r, \theta)$ obtenue en résolvant l'équation 2.10 au minimum par le facteur γ correspondant à la fin du cycle. Pour s'assurer de corriger la contribution au champ poloïdal qui a été produite au cycle se terminant et non celle des cycles précédents, Choudhuri et al. [12] multiplie la $A(r, \theta)$ pour $r > 0.8 R_{\odot}$ ce qui laisse le champ poloïdal présent en profondeur intouché.

La figure 2.6 montre la validation de leur méthode de prédiction. Le panneau du haut montre leur mesure de l'activité de surface convertie pour reproduire le ISSN. Le panneau du milieu montre la mesure de l'amplitude du champ magnétique radial B_r à une latitude de 70° . Les discontinuités qu'on observe aux maximums de la courbe de B_r montrent les ajustements qu'ils imposent à leur pseudo MD. La prédiction de Choudhuri et al. [12] est un cycle 24 d'amplitude de 30 à 35 % moins grande que celle du cycle 23, ce qui s'avère être très près de la réalité.

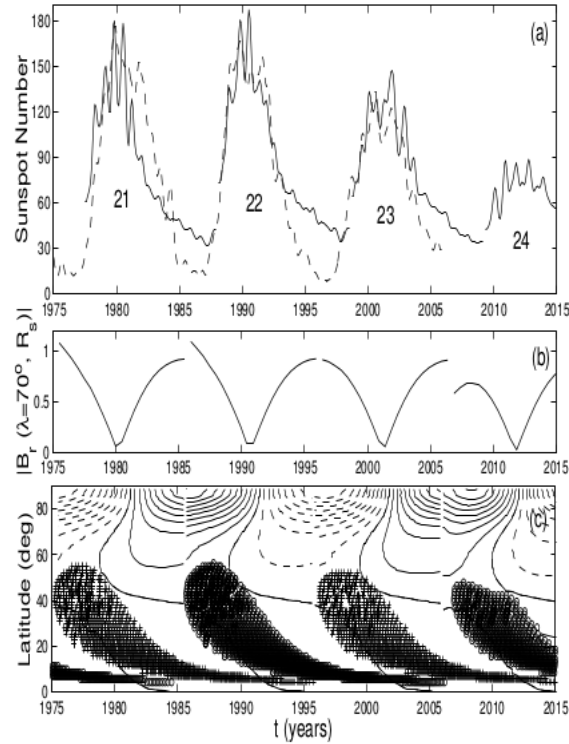


Figure 2.6 – Validation du potentiel prédictif par la reproduction des cycles 21, 22 et 23 et prédiction du cycle 24 à l’aide du modèle FTD Surya. Le panneau du haut montre la courbe lissée du nombre de régions actives émergées multipliée par un facteur d’échelle pour reproduire l’ISSN. La courbe du milieu montre la mesure de B_r à une latitude de 70° et la courbe du bas montre un diagramme papillon théorique. Figure tirée de **Choudhuri et al. [12]**

2.6 Les prédictions du cycle 25 avec des modèles numériques

La prédiction du cycle 24 à l’aide d’un modèle dynamo fut tentée seulement par Dikpati et al. [19] et Choudhuri et al. [12] avec des résultats diamétralement opposés et un succès mitigé. Toutefois, nous avons vu en section 2.5.1 et 2.5.3 que les modèles dynamos arrivent avec un succès évident à reproduire le cycle d’activité solaire de 11 ans et ses caractéristiques. Puisque ces modèles semblent contenir une partie de la physique sous-jacente au cycle solaire, nous sommes portés à penser qu’ils ont le potentiel de non seulement prédire l’amplitude de l’activité solaire au prochain maximum à partir du minimum précédent comme l’ont fait depuis longtemps et avec succès les prédictions faites

à l'aide de précurseurs, mais d'allonger la fenêtre de prédiction à plus d'un cycle. Certains auteurs, par contre, choisissent de réduire le problème à la résolution du transport de flux en surface.

Voyons brièvement les modèles utilisés par Hathaway [31], Jiang et al. [45], Macario-Rojas et al. [56], Iijima et al. [38] pour la prédiction du cycle 25 d'activité solaire. Ces modèles sont tous des modèles d'évolution du champ magnétique qui utilisent la résolution numérique de l'équation de transport de flux de surface (SFT), qui est la composante r de l'équation 2.4 lorsqu'on se place à la surface R , avec leurs propres termes sources de champ poloïdal (équation 3.1 ci-bas).

2.6.1 Code AFT, Hathaway [31]

Le modèle utilisé par Hathaway [31] est intéressant, car il considère la rétroaction du champ magnétique sur les écoulements à grande échelle. En effet, Hathaway et Rightmire [32] ont montré que la vitesse d'écoulement du plasma vers les pôles varie substantiellement du maximum solaire au minimum. Ayant observé une modulation de près de 50% de la vitesse d'écoulement méridienne, Hathaway [31] décide d'inclure cette variation à sa simulation temporelle d'évolution du champ magnétique de surface. Hathaway [31] ne se risque pas à prédire l'amplitude de l'activité de surface en terme d'émergence de taches solaires, mais choisit de prédire l'amplitude du champ magnétique aux pôles et la force du dipôle axial au prochain minimum du cycle 24. Ce choix se base sur la forte corrélation qui existe entre la force du dipôle axial et l'amplitude du cycle solaire (section 2.2). Une autre astuce de Hathaway [31] est d'utiliser les données d'émergence de régions actives du cycle 14 (janvier 1902 à juillet 1913) comprenant nombre, aire couverte et positionnement des groupes de taches solaires pour diriger l'évolution de surface du modèle. Ce choix se base sur les ressemblances morphologiques entre le cycle 24 et le cycle 14 comme l'amplitude, forme et l'asymétrie hémisphérique.

Hathaway [31] convertit ces données de groupes de taches solaires en données de taches individuelles comprenant flux total [76], longitude et latitude des deux membres des régions magnétiques bipolaires (BMRs) [86] [79]. Puisque l'émergence de régions actives est soumise à de fortes fluctuations statistiques en raison de la turbulence intense

qui règne dans la zone de convection, Hathaway [31] introduit des fluctuations statistiques autour de l'inclinaison avec laquelle émergent les membres de la BMR. L'utilisation des données du cycle 14 pour prédire l'amplitude du dipôle en 2020 conduit Hathaway [31] à prédire un cycle solaire 25 d'une amplitude légèrement inférieure à celle du cycle 24.

2.6.2 Les autres modèles

Il est intéressant de noter les ressemblances entre les méthodes des récentes prédictions du cycle 25. Iijima et al. [38] utilisent un modèle de type Transport de Flux de Surface (SFT) comme décrit à la section 2.6.1 et leur méthode pour effectivement prédire le cycle 25 à partir du 24 est extrêmement similaire à celle utilisée par Hathaway [31]. Ils montrent que le flux magnétique polaire résultant de l'émergence de régions actives en fin de cycle d'activité ne contribue pas à l'amplitude du dipôle axial qu'on observe à la fin du cycle. Cet argument en poche, ils utilisent leur modèle SFT sans ajouter la contribution d'un terme source de champ poloïdal par l'effet Babcock-Leighton pour prédire l'amplitude du dipôle axial en 2020. Ils utilisent ensuite une méthode de précurseur pour prédire que le cycle 25 aura une amplitude d'environ 60 à 80% de celle du cycle 24.

Jiang et al. [45] utilisent une méthode hybride SFT et précurseur qui est très semblable à celle de Hathaway [31]. Ils utilisent les propriétés de la série temporelle du SSN pour établir des relations empiriques qui reproduisent la forme des cycles qu'on observe dans la série du ISSN comme l'effet Waldmeier [50] (voir section 2.1 et 1.1). Jiang et al. [45] ajustent leur modèle sur l'ISSN des cycles 12-24. De cette façon, ils prédisent la valeur du ISSN pour la fin du cycle 24 et traduisent ceci en une représentation de l'évolution du champ magnétique à la surface en terme d'émergence de régions actives jusqu'à la fin du cycle 24. Utilisant leur prédiction d'activité de surface, Jiang et al. [45] utilisent leur modèle SFT pour résoudre l'équation de transport de flux de surface avec leurs données synthétiques comme terme source de champ poloïdal. Ils obtiennent ainsi une prédiction du dipôle axial pour 2020 qu'ils utilisent comme précurseur pour prédire l'amplitude du cycle 25. Le résultat de leurs calculs est un cycle 25 d'amplitude environ 10% supérieure à celle du cycle 24.

Le modèle utilisé par Macario-Rojas et al. [56] est carrément une adaptation du code Surya [11] décrit à la section 2.5.3. Leur méthode est aussi très semblable. En effet, Macario-Rojas et al. [56] identifient le cycle 23 comme étant un cycle «moyen» comme fait par Dikpati et al. [19], mais cette fois utilisent les 23 cycles depuis 1755 pour établir leur cycle moyen. Macario-Rojas et al. [56] tente de reproduire l'expérience de Dikpati et al. [19]. C'est-à-dire qu'ils cherchent à valider leur modèle en reproduisant les cycles d'activité de surface du passé en ajustant la valeur du champ magnétique aux pôles par rapport à leur valeur moyenne. Pour ce faire, ils utilisent un réseau de neurones pour reproduire la configuration du champ magnétique solaire à l'aide de la séquence temporelle de l'aire couverte par les taches solaires de l'hémisphère nord et sud ainsi que le diagramme papillon. Comme les précédents auteurs, leur succès repose sur la validité de la corrélation entre dipôle axial et amplitude de l'activité de surface. Macario-Rojas et al. [56] prédisent un cycle 25 comparable à celle du cycle 24.

Les méthodes de prédiction du cycle solaire qui ont été utilisées pour la prédiction du cycle 25 montrent une certaine réticence à boucler la boucle de la dynamo en résolvant formellement les équations 2.10 et 2.11. Ces méthodes se restreignent à utiliser la méthode éprouvée du dipôle axial comme précurseur. Nous verrons, dans la prochaine section, un modèle dynamo complet d'évolution du champ magnétique du Soleil.

CHAPITRE 3

UTILISATION DU MODÈLE DYNAMO COUPLÉ POUR LA PRÉDICTION DU CYCLE 25

La section 3.1 de ce chapitre présente plus en détail le modèle utilisé pour prédire l’amplitude du cycle 25. Il s’agit d’un modèle numérique qui couple un modèle de transport de flux de surface (SFT) que nous avons vu en bref à la section 2.6 et un modèle dynamo de transport de flux (FTD) dans l’esprit de ceux que nous avons étudiés aux sections 2.5.1 et 2.5.3. La section 3.2 présente ensuite le travail qui a été fait pour permettre d’assimiler des données au modèle de Lemerle et Charbonneau [53] qui est avant tout un modèle dynamo auto-excité qui reproduit les caractéristiques générales du cycle solaire moyen. On verra la nature des données d’émergence de régions actives et les défis rencontrés quant à l’utilisation de ces données pour l’assimilation.

3.1 Le modèle LC17

Le modèle *Coupled $2 \times 2D$ Babcock-Leighton Solar Dynamo Model* [53] couple deux modèles 2D pour une représentation de toute la région où se déroulent les processus responsables du maintien du champ magnétique solaire selon la théorie dynamo actuelle. Le modèle de transport de flux de surface (SFT) de Lemerle et Charbonneau [53] se base sur l’équation d’induction magnétique comme les modèles de champ moyen dynamo de transport de flux (FTD).

3.1.1 Le code d'évolution de flux de surface (SFT)

En se plaçant aux grandes échelles comme on l'a vu à la section 2.3, l'équation 2.4 prend la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_R}{\partial t} = & -\frac{1}{R \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} [\sin \theta u_\theta(R, \theta) B_R] - \Omega(R, \theta) \frac{\partial B_R}{\partial \phi} + \\ & \frac{\eta_R}{R^2} \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial B_R}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 B_R}{\partial \phi^2} \right] - \frac{B_R}{\tau_R} + S_{BMR}(\theta, \phi, t) \end{aligned} \quad (3.1)$$

où les quantités sont prises à la surface. C'est le cas pour η_R , la dissipation turbulente du champ magnétique à la surface R . Le terme linéaire B_R/τ_R est inclus pour permettre une diffusion radiale du champ magnétique de surface vers l'intérieur [73]. L'autre terme ajouté est le familier terme source de champ poloïdal qui correspond à l'émergence et le transport de flux magnétique à la surface par l'apparition et la diffusion de régions magnétiques bipolaires (BMRs).

Le premier terme de l'équation fait entrer en jeu la circulation méridienne dans le terme u_θ . Le profil d'écoulement vers les pôles est légèrement différent des profils utilisés dans les modèles présentés aux sections 2.5.1 et 2.5.3. Se basant sur des observations récentes [84], Lemerle et Charbonneau [53] choisissent un profil d'écoulement méridien plus à pic dans les régions entre 15° et 20° de latitude de part et d'autre de l'équateur. Ils utilisent la formulation mathématique suivante :

$$u_\theta(R, \theta) = -u_0 \text{erf}^q(v \sin \theta) \text{erf}^n(w \cos \theta) \quad (3.2)$$

où u_0 est la vitesse maximale et q , n , v et w sont des paramètres à être optimisés. Un autre paramètre important est la dissipation turbulente η qui est de l'ordre d'au moins $10^{12} - 10^{13} \text{cm}^2/\text{s}$. Lemerle et Charbonneau [53] argumentent qu'il est impossible d'identifier une valeur exacte pour cette quantité. Les sections 2.5.1 et 2.5.3 montrent les importantes divergences en résultats que peut introduire cette quantité. Pour cette raison, Lemerle et Charbonneau [53] choisissent de traiter ce paramètre comme libre et de déterminer sa valeur lors de l'optimisation du modèle. Finalement, le terme τ_R de l'ordre

de la dizaine d'années, déterminant l'amplitude de la diffusion radiale du champ magnétique est aussi laissé libre et à être déterminé par leur procédure d'optimisation. Le troisième terme à considérer est l'action de la rotation différentielle. La rotation différentielle étant bien contrainte par les mesures de l'héliosismologie, Lemerle et Charbonneau [53] utilisent la paramétrisation de Charbonneau et al. [10] pour leur profil de rotation différentielle qualitativement très semblable à ce qu'on observe à la figure 2.2a.

Les modèles décrits aux sections 2.6.1 et 2.6.2 utilisent différentes formes pour le dernier terme de l'équation 3.1. Hathaway [31] choisit d'utiliser des données de surface de taches solaires du cycle 14 et Iijima et al. [38] choisissent de négliger la contribution de ce terme pour leur prédiction de la fin du cycle 24. Lemerle et Charbonneau [53] choisissent d'utiliser la base de données de Wang et Sheeley (dorénavant WS) [87] qui contient les propriétés de l'émergence de plus de 3000 BMRs entre août 1976 et avril 1986. Ces dates correspondent à l'étendue du cycle 21 d'activité solaire, un cycle de relativement grande amplitude. La base de données de WS contient la date et l'heure de l'observation des BMRs, le flux magnétique (Wang et al. [87] approximent les régions actives comme deux pôles de flux identiques, mais opposés en signe), la polarité de la régions active à l'ouest et la latitude et longitude de chaque pôle.

En bref, la méthode d'optimisation utilisée par Lemerle et Charbonneau [53] leur permet d'obtenir des valeurs pour les 6 paramètres libres mentionnés précédemment. Les valeurs et intervalles de confiances montrés dans le tableau 3.I sont le résultat de plus de 24 000 réalisations du modèle et se basent sur une mesure du χ^2 . La mesure du χ^2 comprend la comparaison entre la cartes du champ radial de surface moyenné en longitude, la différence entre le dipôle axial et la forme des bandes de migration de flux aux latitudes entre 34° et 51° de chaque côté de l'équateur du modèle et les équivalents observationnels. Les quantités importantes sont surtout celles qui concernent la dissipation turbulente du champ magnétique, le terme de diffusion radiale du champ et la vitesse maximale de l'écoulement méridien. η_R se situe dans le même ordre de grandeur que la valeur utilisée par Choudhuri et al. [12] pour leur prédiction du cycle 24. La valeur de $\tau_R = 32$ est telle que la contribution du terme $-B_R/\tau_R$ est négligeable. La valeur de $u_0 = 11$ m/s adoptée est du même ordre de grandeur que celle adoptée

par Dikpati et al. [19] et Choudhuri et al. [12]. Les valeurs optimales contiennent des intervalles de tailles considérables ce qui permet d’atteindre une solution de type solaire avec plusieurs combinaisons de paramètres. C’est d’ailleurs ce qui a été fait dans le but de produire la prédiction du cycle 25 par l’utilisation d’une base de donnée différente.

Quantité	Intervalles optimaux
τ_R	$32 \pm_{25}^{\infty}$ ans
w	$8 \pm_4^{24}$
v	$2.0 \pm_{1.0}^{1.5}$
q	$7 \pm_3^4$
u_0	$12 \pm_2^4$ m/s
η_R	350 ± 70 km ² /s

Tableau 3.I – Valeurs optimales obtenues par Lemerle et Charbonneau [53] après optimisation de leur modèle de transport de flux de surface.

3.1.2 Le code de transport de flux dynamo (FTD)

La deuxième partie du modèle est un modèle dynamo de transport de flux (FTD). On a vu à la section 2.3 que les composantes du champ magnétique aux larges échelles et axisymétrique peuvent être séparées en leurs deux composantes : poloïdale et toroïdale. Cette combinaison linéaire est bien exprimée par l’équation 3.3 :

$$\mathbf{B}(r, \theta, t) = \nabla \times (A_\phi(r, \theta, t) \hat{\mathbf{e}}_\phi) + B_\phi(r, \theta, t) \hat{\mathbf{e}}_\phi, \quad (3.3)$$

où le premier terme représente la composante poloïdale. Les deux termes de l’équation 3.3 sont décrits par les équations 2.10 et 2.11, respectivement, où le besoin d’un terme source dans l’équation 2.10 est comblé par la simulation SFT qui solutionne l’équation 3.1.

L’équation 3.1 est solutionnée sur une grille couvrant toute la surface solaire et est moyennée en longitude pour fournir une condition frontière évoluant dans le temps au code FTD qui simule une tranche méridienne de la sphère solaire. Il s’agit de la composante poloïdale (A_ϕ) à la surface ($r = R$) ce qui localise le processus de transport de flux de surface aux points de maille les plus près de la surface dans le code FTD d’inté-

rieur. La prochaine étape consiste à rendre le modèle autonome. Lemerle et Charbonneau [53] construisent une fonction d'émergence qui utilise la configuration et l'amplitude du champ magnétique de la simulation FTD pour faire émerger à la surface une population de BMRs dont les propriétés suivent des distributions semi-empiriques soumises à des fluctuations statistiques :

$$|F_B(\theta, t)| = \frac{1}{4} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{|B_{mix}| - B^*}{\delta B^*} \right) \right) \left| \frac{B_{mix}}{\max |B_{mix}|} \right|^c \times \left((1 - \mu_l) \frac{|l|}{90} + \mu_l \right) \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{|l| - l^*}{\delta l^*} \right) \right) \quad (3.4)$$

L'équation 3.4 donne la probabilité au temps t qu'une BMR émerge à une latitude donnée. En effet, puisque les écoulements sont considérés axisymétriques, Lemerle et Charbonneau [53] considèrent comme purement aléatoire la longitude d'émergence des régions actives. La quantité B^* est un seuil sur l'amplitude du champ magnétique requis pour le développement des instabilités requises à l'éruption de tubes de flux à la surface résultant en l'émergence de régions actives [75] [23]. Lemerle et Charbonneau [53] situent cette quantité dans l'intervalle $B^* \in [10^1, 10^4]$ et fixent cette valeur à l'aide d'une procédure d'optimisation très semblable à celle utilisée pour leur code de surface (section 3.1.1). Le tableau 3.II montre les valeurs finales des paramètres du modèle tel que calibré par Lemerle et Charbonneau [53]. La quantité B_{mix} de l'équation 3.4 est la mesure de la vorticité du champ magnétique $|B_{mix}| = |B_\phi|^b |A_\phi|^a$ où a et b sont eux-aussi des paramètres optimisés par l'algorithme génétique.

Les auteurs des modèles vus aux sections 2.6.1 et 2.6.2 comprenaient que le processus d'émergence est soumis à des fluctuations statistiques importantes causées par la forte turbulence qui règne dans la zone de convection, ce qui en fait un phénomène fondamentalement stochastique. Lemerle et Charbonneau [53] s'assurent de conserver cette stochasticité dans leur processus d'auto-émergence. Pour ce faire, à chaque itération du code de surface SFT, le nombre de BMR est pris d'une distribution normale proportionnelle à l'intégrale \int_θ de la fonction d'émergence. Les latitudes auxquelles les BMRs

émergent sont directement proportionnelles à l'amplitude de F_B à cette latitude. Le flux magnétique Φ des bipôles suit une gaussienne centrée sur $10^{21.3}$ Mx. La séparation angulaire entre les membres d'une région magnétique bipolaire obéit à une loi de puissance proportionnelle au flux magnétique soumise à une dispersion gaussienne. Finalement, l'inclinaison des BMRs obéit à la loi de Joy, c'est-à-dire une augmentation linéaire de l'inclinaison avec la distance par rapport à l'équateur. La dispersion des inclinaisons a la forme d'une gaussienne dont l'écart-type augmente exponentiellement avec le $\log \Phi$. La figure 3.1 résume les relations empiriques bâties à partir de la base de WS qui déterminent les paramètres physiques des BMRs lorsque le modèle de [53] est en mode auto-émergence.

Plus spécifiquement cette fois-ci, le nombre $N(t)$ de BMRs émergeant à une itération du modèle de Lemerle et Charbonneau [53] est donné par l'équation suivante :

$$N(t) = K \cdot \sum F_B(\theta, t) \quad (3.5)$$

où K est un facteur de proportionnalité qui définit la probabilité absolue d'émerger une BMR par pas de temps en fonction de F_B . Lemerle et Charbonneau [53] nomment K un nombre dynamo du point de vue statistique. Nous avons vu à la section 2.4.2 une version du nombre dynamo défini comme la mesure des effets d'inductions par rapport à ceux qui dissipent le champ magnétique. Le tableau 3.II montre les valeurs de a et b qui entrent dans le calcul de B_{mix} et c qui joue sur l'amplitude de $F_B(\theta, t)$. Les valeurs finales impliquent que le nombre $N(t) \propto B_\phi^{1.5}$. Lemerle et Charbonneau [53] argumentent qu'une valeur du nombre dynamo K sous 1 ($K \in [0.4, 0.6]$) est acceptable si le modèle se trouve dans un régime super-critique.

Le résultat du travail de Lemerle et Charbonneau [53] est un modèle permettant de reproduire les caractéristiques de l'évolution solaire à long terme soit : un cycle d'une durée d'environ 11 ans, une évolution du champ magnétique de surface qui se compare bien aux magnétogrammes solaires (voir le diagramme papillon magnétique dans *The solar cycle* p.24 Hathaway [31]) et un diagramme papillon de l'émergence de régions actives (voir panneau 2 de la figure 3.2) très semblables à celui vu à la section 1.1 (figure

Quantité	Intervalles optimaux
B^*	$100 \pm_{100}^0 \text{ G}$
a	$0.0 \pm_{0.0}^{0.8}$
b	$1.5 \pm_{0.5}^{1.5}$
c	$1.0 \pm_{0.6}^{0.0}$

Tableau 3.II – Valeur du seuil B^* et des coefficients a , b , c optimaux tels qu’obtenus grâce à la procédure d’optimisation effectuée par Lemerle et Charbonneau [53].

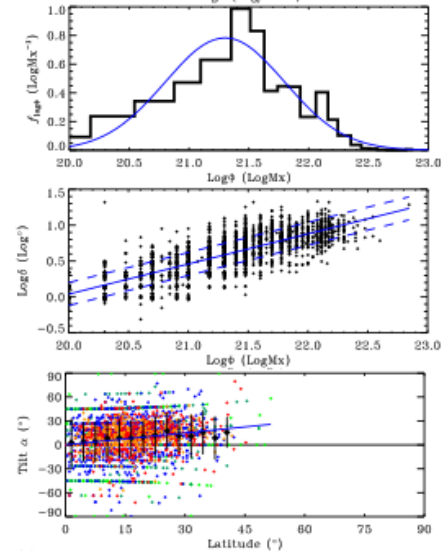


Figure 3.1 – Distributions empiriques des propriétés de l’émergence des régions actives. Le panneau du haut montre la distribution gaussienne de laquelle est tiré le flux des régions actives. Le panneau du milieu montre la relation entre la séparation angulaire et le flux qui est une loi de puissance. Le panneau du bas montre l’augmentation linéaire de l’inclinaison des BMRs avec la distance par rapport à l’équateur tel qu’extrait de la base de données de WS [76]. Figure tirée de **Lemerle et Charbonneau [53]**

1.2) . La figure 3.2 montre une simulation caractéristique du modèle de Lemerle et Charbonneau [53] et la figure 3.3 montre la corrélation entre le dipôle axial et l’amplitude du cycle suivant qui est reproduite par le modèle (comparer avec la figure 2.1). Sur la figure 3.2 le panneau montre l’évolution du champ magnétique toroïdal en profondeur. On y voit bien l’action du cisaillement produit par la rotation différentielle qui produit du champ toroïdal près de la tachocline qui migre ensuite vers l’équateur. Le quatrième panneau de la figure 3.2 montre le champ magnétique à la surface (R) produit par le modèle de Lemerle et Charbonneau [53]. On y voit bien le transport du champ magnétique poloïdal vers les pôles. Le dernier panneau montre l’évolution du dipôle axial dans

le temps. On y voit bien l'inversion de polarité à environ chaque 11 ans ainsi que des amplitudes maximales d'environ 5 Gauss.

3.2 Assimilation des cycles 23 et 24

La section 3.1 passe en revue brièvement les éléments clés de du modèle de Lemerle et Charbonneau [53] utilisé pour produire une prédiction de l'amplitude du cycle 25. Ce modèle est auto-excité, c'est-à-dire qu'il peut reproduire les caractéristiques générales de l'activité solaire sans forçage externe. La condition initiale donnée au modèle est une configuration du champ magnétique largement dominée par la composante dipolaire. Le modèle est ensuite lancé en mode auto-émergence et la condition initiale est relaxée après environ 2 cycles d'activité. L'évolution de la dynamo et de l'activité solaire est ensuite largement régie par l'apparition de BMRs à la surface qui est fortement dominée par les fluctuations statistiques (figure 3.1) et particulièrement par la forte dispersion qui existe dans la distribution des inclinaisons des taches solaires.

3.2.1 Validation du potentiel prédictif

Une étape préliminaire à l'utilisation du modèle pour la prédiction du cycle 25 fut de s'assurer que le modèle conserve une mémoire assez longue du cycle précédent pour offrir une prédiction intéressante, c'est-à-dire que nous voulions savoir quelle fenêtre temporelle était à notre disposition avant que l'évolution du modèle soit dominée par les fluctuations statistiques. Un fait important à considérer est la contribution importante de certaines régions actives aberrantes émergeant à la surface. Nagy et al. [59] ont étudié l'effet de régions actives aberrantes sur la dynamo du modèle de Lemerle et Charbonneau [53] et ont montré que l'effet est particulièrement intense lorsque ces régions actives de flux magnétique, pouvant être comparables à l'amplitude du flux aux pôles, émergent en fin de cycle et près de l'équateur.

Pour tester grossièrement la fenêtre de prédictibilité du modèle de Lemerle et Charbonneau [53], nous avons fait une série de simulations partant de la même condition initiale et dont les réalisations sont totalement identiques jusqu'à un changement, à un

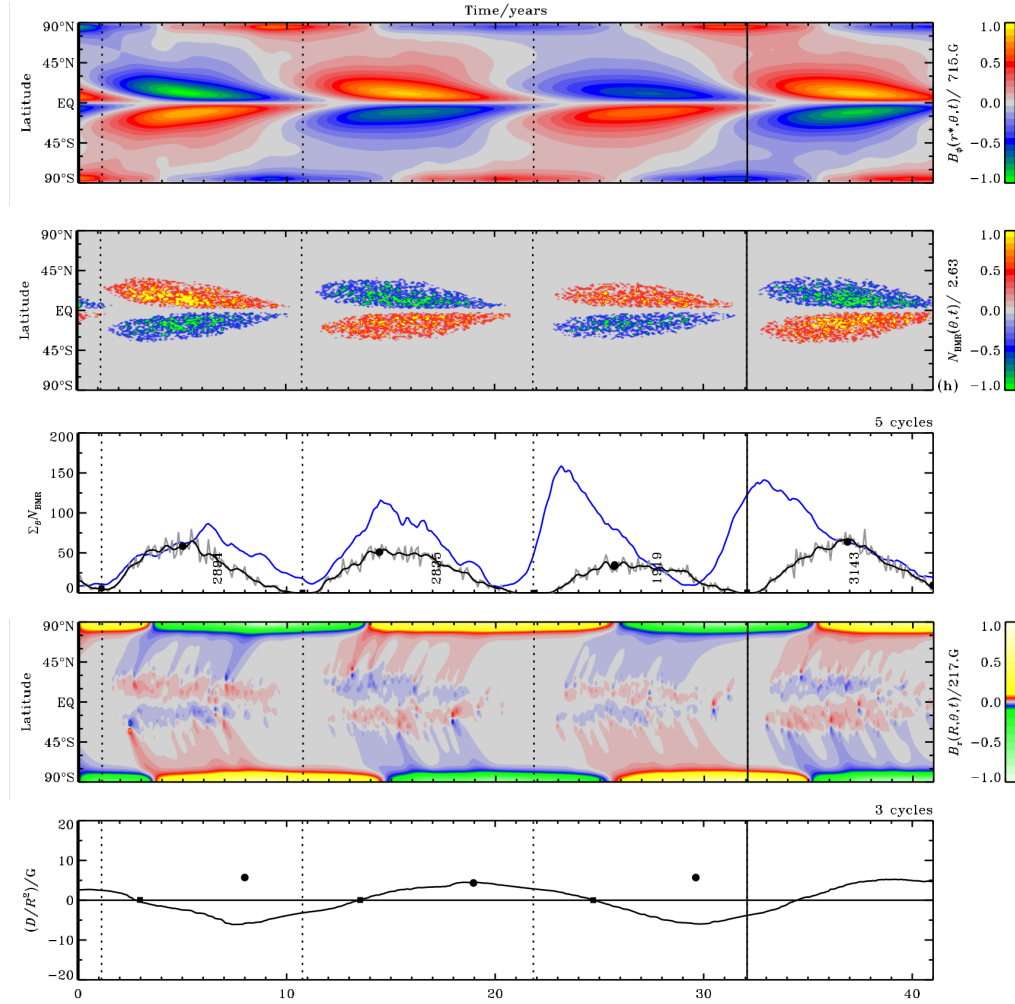


Figure 3.2 – Évolution du champ magnétique global dans le temps tel qu’extrait d’une simulation typique de quatre cycles du modèle de Lemerle et Charbonneau [53]. Le panneau du haut montre l’évolution temporelle du champ toroïdal à une profondeur correspondant à la tachocline. Le deuxième panneau est le diagramme papillon synthétique produit par le modèle. Le troisième panneau montre la série temporelle du pseudo SSN (en noir) généré par le modèle et la série du ISSN à partir du cycle numéro 1 tel que fournit par le SIDC (<http://sidc.oma.be/silso/datafiles>). Le quatrième panneau montre l’évolution du champ magnétique radial à la surface du modèle. Enfin, le dernier panneau montre l’évolution du dipôle axial calculé à partir du champ magnétique global du modèle.

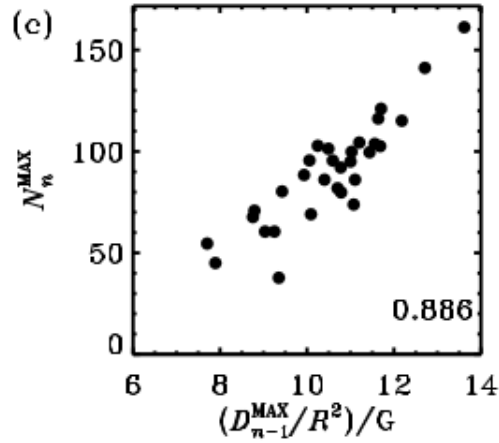


Figure 3.3 – Pseudo SSN au maximum du cycle en fonction du dipôle axial mesuré au minimum précédent pour une simulation typique du modèle. Figure tirée de **Lemerle et Charbonneau [53]**

instant donné, de l'ordre des nombres aléatoires qui sont tirés lors de l'émergence de taches solaires soumises aux fluctuations statistiques. La figure 3.4 montre qu'il existe un instant dans un cycle solaire pour lequel les différentes réalisations du modèle gardent une bonne cohésion pour au moins un cycle. Le changement dans l'ordre des nombres aléatoires, quand fait au maximum du cycle solaire correspond au moment où le champ toroïdal est à son maximum en amplitude. Or l'émergence de régions actives est fortement stochastique et une entrave majeure à la prédiction du cycle solaire à l'aide de modèle de champ moyens [6]. On peut donc comprendre pourquoi, un cycle plus tard, la dispersion des réalisations qui sont produites en changeant les nombres aléatoires au maximum (en bleu sur la figure 3.4) est grande. La descente du cycle est une zone de transition du champ magnétique interne toroïdal vers du champ poloïdal de surface. Les réalisations produites en réinitialisant les générateurs de nombres aléatoires durant la phase de descente (en rouge dans la figure 3.4) sont encore plus dispersées que celles produites dans la situation précédente. Finalement, l'instant qui résulte en la dispersion la plus faible au maximum et un cycle plus tard est le minimum solaire (courbe en vert). Le minimum est l'instant où le dipôle axial a atteint son amplitude maximale. La figure 3.3 montre bien que le modèle de [53] reproduit bien la corrélation $SSN_{n+1} \propto DM_n$. Il est donc peu surprenant qu'une pseudo-prédiction faite à cet instant produit des résultats co-

hérents malgré les fluctuations statistiques imposées à l'émergence de BMRs. Du point de vue physique, on peut comprendre cette bonne corrélation dans le délai qui existe entre les processus dynamo de production de champ poloïdal en surface et l'émergence de BMRs. En effet, le dipôle mesuré au minimum, éventuellement source de B_ϕ , doit d'abord être transporté vers l'intérieur par la circulation méridienne. Or, ce processus lent est considéré comme déterministe dans le modèle de Lemerle et Charbonneau [53] ce qui explique la bonne corrélation observée à la figure 3.3.

Dans une situation idéale comme cette preuve de concept, le modèle montre une fenêtre d'un cycle, ce qui laisse entrevoir la possibilité de prédire l'amplitude ainsi que l'époque du début, du maximum et de la fin du cycle solaire.

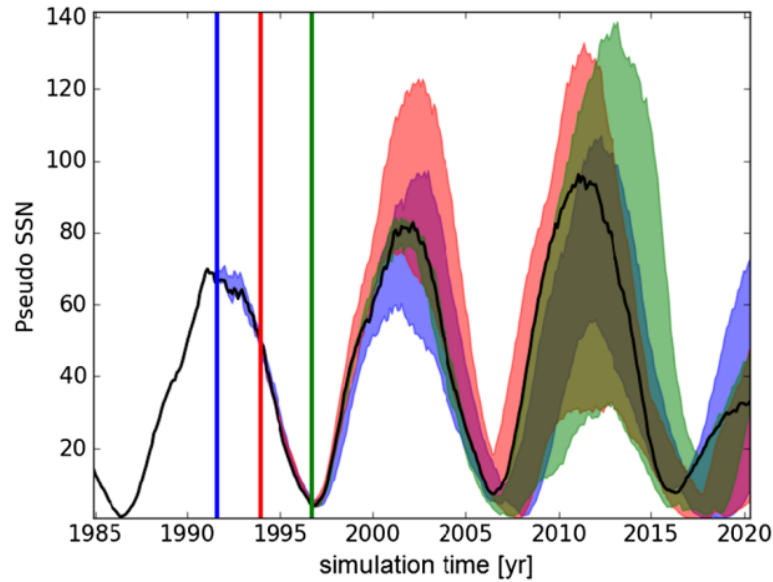


Figure 3.4 – Pseudo SSN extrait du modèle de Lemerle et Charbonneau [53] en fonction du temps pour plusieurs réalisations du modèle lorsqu'on réinitialise les générateurs de nombre aléatoire durant la simulation. Les bandes de couleurs correspondent à la dispersion des simulations réinitialisées à l'instant correspondant aux lignes verticales. Figure tirée de **Nagy et al. [59]**

3.2.2 Données d'émergence de régions actives des cycles 23 et 24

Tel que mentionné précédemment, le modèle de Lemerle et Charbonneau [53] est autonome. Si les caractéristiques générales du cycle solaire sont reproduites en mode auto-

émergence, pour prédire son évolution subséquente avec précision, il est vital d’avoir une représentation précise de la configuration du champ magnétique de surface et au moins du dipôle axial. Forcer l’évolution de la configuration magnétique de surface requiert l’utilisation d’une base de données possédant les mêmes quantités physiques contenues dans la base de données du modèle de WS utilisée pour calibrer le modèle.

La base de données d’Anthony Yeates [91] [93] maintenue par Andrés Muñoz-Jaramillo a retenu notre attention. Cette base de données contient les propriétés de l’émergence de près de 3000 BMRs ayant fait surface entre le 29 juin 1996 et le 7 novembre 2017, dates qui contiennent le cycle 23 au complet et jusqu’à une grande partie de la phase descendante du cycle 24. Les BMRs sont mesurées alors qu’elles traversent le méridien central. C’est donc dire que leurs propriétés sont mesurées à un moment arbitraire de leur vie et que certaines régions actives de courtes durées, ou ne traversant pas ce méridien central durant leur vie, n’apparaissent tout simplement pas dans la base de données. Comme la base de données de WS, les BMRs sont approximées comme une paire de pôles de flux magnétiques égaux en amplitude. Finalement, la base de données comprend quelques courts intervalles sans observations dus à des contraintes techniques. Néanmoins, la base de données contient les propriétés suivantes vitales aux forçage de l’évolution de surface du modèle :

1. La journée où la BMR traverse le méridien central à partir du 1^{er} janvier 1996,
2. La longitude de Carrington du centre entre les pôles,
3. La latitude du centre entre les pôles,
4. La séparation angulaire entre les centres des pôles en degrés héliocentriques,
5. Le flux magnétique en Maxwells avec la polarité du pôle qui précède,
6. L’inclinaison du dipôle par rapport à l’équateur.

La conversion des données vers une forme que le modèle de Lemerle et Charbonneau [53] peut utiliser pour le terme source aux équations 2.10 et 3.1 est simple. Il suffit de

convertir les coordonnées uniques pour la latitude et la longitude du centre des BMRs de Yeates [91] en les latitudes et longitudes des membres des régions actives bipolaires telles que considérées par WS avec la trigonométrie sur une sphère. Cette conversion faite, on remplace la routine d'émergence de BMRs par celle d'injection de régions actives à partir d'une base de données pour forcer l'évolution du flux de surface selon les observations. Le code SFT de surface est ensuite libre de simuler le transport et la dissipation du flux en surface selon les équations régissant les écoulements et la dissipation du champ magnétique montrées à la section 3.1. La configuration du champ magnétique de surface est utilisée comme condition frontière supérieure au code FTD qui fait évoluer le champ magnétique interne jusqu'à la tachocline. Le processus d'émergence des régions actives étant le plus stochastique, on court-circuite l'aspect aléatoire, donc ultimement on s'assure que le champ magnétique et principalement la composante axiale dipolaire du champ globale est fidèle aux observations. La fin de la base de données marque l'instant où on commence à simuler l'évolution du champ magnétique en mode auto-excité. Le modèle est libre d'émerger ses propres taches solaires selon les relations empiriques construites et calibrées par Lemerle et Charbonneau [53].

Or il s'avère qu'il survient une difficulté lorsqu'on tente d'extrapoler la forme de l'activité solaire à partir de données dont l'époque ne correspond pas à celle de l'échantillon utilisé pour la calibration.

3.2.3 Différences de propriétés dans les statistiques de régions actives

Le cycle 21 d'activité solaire a piqué à 232.9 selon la version 2 du ISSN [15] alors que l'amplitude du cycle 24 fut de 180.3 et celle du 24 la plus faible depuis 100 ans [80] à 116.4. On peut considérer le nombre de BMRs contenues dans la base de données d'Anthony R. Yeates (ARY) en comparaison à celle de Wang et Sheeley (WS). Pour un cycle solaire (de 10 ans), la base de données de WS contient les propriétés d'émergence de plus de 3000 BMRs alors que la base de données d'ARY en contient moins pour une durée de plus de 20 ans. L'observation des BMRs à un méridien fixe cause une surreprésentation des grosses BMRs dont la durée de vie est grande, alors que les BMRs de durées de vie plus courtes ont le temps d'émerger et de se dissiper avant de traverser

le méridien d'observation. WS quant à eux, ont suivi les BMRs émergées tout au long de leur vie alors que celles-ci étaient visibles et les propriétés enregistrées sont celle au maximum d'amplitude des régions actives.

Dans leur article, Lemerle et Charbonneau [53] mentionnent les limitations qu'apporte le fait de n'avoir des données d'émergence que pour un cycle quant à l'étude du changement des propriétés statistiques de l'émergence de régions actives inter-cycle. Or, ces données étant accessibles, nous nous sommes intéressés aux différences pouvant exister entre les bases de données de WS et d'ARY. La figure 3.5 montre la distribution normalisée de la valeur absolue du flux magnétique de la population de BMRs de la base de donnée d'ARY comparée à la distribution d'une population de BMRs synthétiques émergées en mode auto-émergence lors d'une simulation caractéristique du modèle de Lemerle et Charbonneau [53]. Comme mentionné précédemment, l'absence des régions actives de courte durée de vie déplace la moyenne de flux magnétique vers le haut dans la base de données d'ARY, ce qu'on observe dans les distributions de flux magnétique normalisées.

La figure 3.6a montre quant à elle les distributions des inclinaisons des BMRs de la population de la base de données d'ARY en comparaison à une population de BMRs synthétiques tirées des distributions construites à partir des observations de WS. L'inclinaison étant un facteur dominant dans la génération de champ poloïdal par le mécanisme de Babcock-Leighton, on s'attend à ce qu'une différence entre les propriétés des BMRs des deux bases de données ait un effet important sur l'évolution simulée du champ magnétique. Or les distributions qu'on observe à la figure 3.6a sont très semblables, mais l'écart type est supérieur dans la population de BMRs observées, ce qui en théorie devrait favoriser la production de champ poloïdal puisque le flux magnétique de la polarité plus rapprochée de l'équateur s'annule plus efficacement à travers l'équateur (section 2.4.3). De plus, l'écart type plus élevé augmente la probabilité d'avoir l'émergence d'une BMRs dont l'inclinaison est du mauvais signe, ce qui peut inhiber la dynamo [59].

La figure 3.6b montre une autre propriété importante de l'émergence de BMRs. La séparation angulaire des deux polarités d'une BMRs dirige à quel point il y aura annulation du flux magnétique opposé entre les deux pôles. Or, la figure 3.6b montre clairement

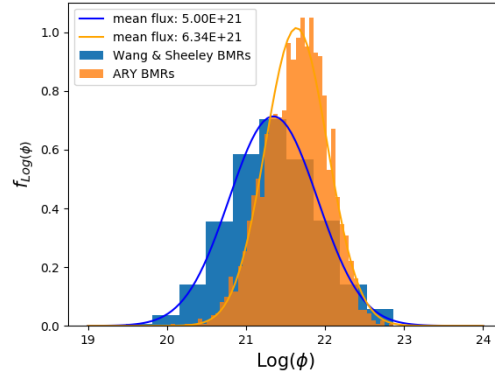
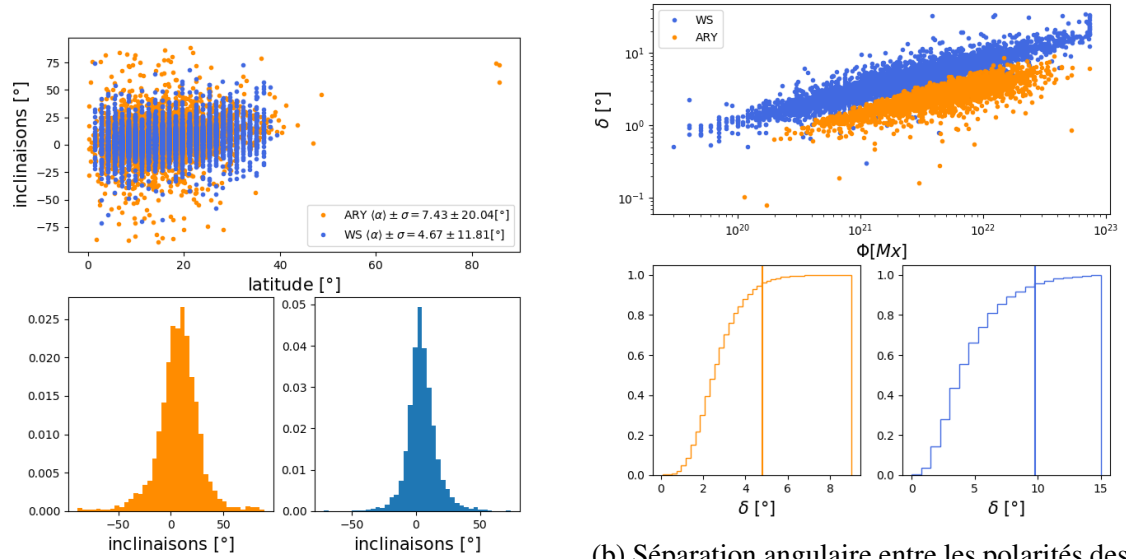


Figure 3.5 – Distribution normalisée du \log du flux magnétique des BMRs de la base de données de Yeates [91] et distribution normalisée du \log du flux des BMRs synthétiques extraites d’une simulation typique du modèle de Lemerle et Charbonneau [53].



(a) Inclinaisons des BMRs en fonction de la distance par rapport à l’équateur (panneau du haut) et distributions des inclinaisons des BMRs des bases de données d’ARY et de WS (panneau du bas).

(b) Séparation angulaire entre les polarités des BMRs en fonction de leur flux magnétique Φ (panneau du haut) et fonction de répartition des inclinaisons des BMRs des bases de données d’ARY et de WS (panneau du bas). La ligne verticale indique que 95% de la population possède une valeur inférieure à ce point.

Figure 3.6 – Comparaison entre les inclinaisons et les séparations angulaires des BMRs de la base de données de Wang et Sheeley [88] et de Yeates [91].

qu'il existe une différence entre les deux bases de données. En effet, si on observe les fonctions de répartition à la figure 3.6b, on observe qu'environ 95% des membres des BMRs de la base de données d'ARY sont séparés de moins d'environ 4.5° alors que moins de 40% des polarités des BMRs de la base de données de WS en sont séparés de si peu. Cela signifie que la simulation en mode lecture des cycles 23 et 24 de la base de données d'ARY produira un dipôle plus faible qu'en mode auto-émergence puisque qu'il y aura une forte annulation du flux entre les polarités.

3.3 Recalibration du modèle sur les cycles 23 et 24

En raison des différences entre les bases de données illustrées à la section précédente, on a l'intuition qu'il serait dangereux de proposer un chiffre représentant l'amplitude du cycle solaire 25. En effet, s'il est déjà hasardeux d'extrapoler l'activité solaire en raison de la forte stochasticité qui sévit dans les processus de conversion du champ magnétique, il l'est tout au plus lorsqu'on pense au fait que le modèle a été calibré sur un cycle d'amplitude très différent du cycle qui se termine actuellement. Pour cette raison, nous avons jugé essentiel d'effectuer une recalibration très partielle du modèle en se concentrant sur certains paramètres clés assez bien contraints et sans avoir à passer par une procédure de recalibration par l'utilisation d'un algorithme génétique. Les paramètres d'intérêts sont brièvement revisités pour mettre l'accent sur l'importance qu'ils jouent sur les processus dynamos.

La procédure de calibration consiste à une minimisation du χ^2 pour une comparaison d'une reproduction du cycle 24 en mode auto-émergence par rapport à la série du SSN telle qu'extraite de la base de données de Yeates et al. [93]. La simulation d'évolution du champ magnétique du Soleil est donc lancée en mode assimilation de données pour la durée du cycle 23 à partir d'une condition initiale choisie avec soin et le mode d'émergence est changé à la fin du cycle 23 en décembre 2008 (voir section 4 pour la procédure détaillée).

3.3.1 Le seuil B^*

Le premier paramètre considéré est la quantité, dans l'équation 3.4, qui est un seuil minimal sur le champ magnétique toroïdal requis pour le déclenchement des instabilités qui mènent à l'émergence de régions actives à la surface. L'intervalle de valeurs optimales ressorti de la procédure d'optimisation utilisée par Lemerle et Charbonneau [53] est $B^* \in [0, 100]G$. Or, il est rapidement devenu évident que l'assimilation des données d'émergence de BMRs du cycle 23 et 24 plaçait le modèle dans un régime où le champ toroïdal généré est complètement insuffisant pour maintenir la dynamo lorsqu'on passe en mode auto-émergence avec la valeur finale retenue de $B^* = 100$ lors de la première calibration du modèle.

3.3.2 Le nombre dynamo K

L'autre paramètre considéré est le nombre dynamo statistique K de l'équation 3.5 qui est un facteur de proportionnalité entre l'amplitude du champ toroïdal sous-jacent et le nombre N de BMRs qui émergent à une certaine itération. L'intervalle originellement considéré par Lemerle et Charbonneau [53] se trouvait entre 0 et 1 et la valeur fixée était simplement un paramètre permettant d'obtenir des solutions qui se trouvaient dans la zone de transition entre une dynamo qui produit un champ magnétique qui croît exponentiellement et un champ qui se dissipe lentement. Or, encore une fois, la combinaison des propriétés statistiques différentes et l'amplitude plus faible des cycles solaires qui correspondent à la base de données utilisée a montré que le modèle, après assimilation des régions actives du cycle 23, se trouvait en mode sous-critique pour la valeur de $K = 0.7$ retenue lors de la calibration de Lemerle et Charbonneau [53].

3.3.3 Passage du flux total à l'ISSN

Les résultats de la prédiction du cycle solaire montrée à la section 4 sont en termes du International Sunspot Number version 2 [15] (ISSN). Or, tel que mentionné à la section 1.1, la valeur du nombre R dépend fortement de la façon dont on le mesure. De plus, le pseudo SSN extrait du modèle de Lemerle et Charbonneau [53] se traduit très

mal en ISSN puisqu'il ne tient compte que du nombre total de BMRs qui émergent à chaque itération et aucunement du nombre de groupes. Pour convertir le pseudo SSN en ISSN, nous avons utilisé le flux total $\Phi(t)$ émergeant à chaque itération. L'étape suivante est d'établir une relation d'échelle permettant de convertir le $\Phi(t)$ en une série temporelle se rapprochant au maximum du ISSN. La figure 3.7 montre la procédure utilisée pour établir un facteur d'échelle approprié. Le panneau du haut montre les séries temporelles du flux magnétique total à chaque itération (en bleu) et l'ISSN mensuel non-lissé. Le panneau du bas montre l'ISSN en fonction de $\Phi(t)$ ainsi que les divers ajustements essayés. Le tableau 3.III montre les coefficients de l'ajustement linéaire normal, l'ajustement linéaire forcé par 0 et l'ajustement polynomial d'ordre 3. Le tableau 3.III montre aussi les mêmes ajustements pour les cycles 23 et 24 séparément. On note qu'il existe une légère différence entre les valeurs des coefficients, mais cet écart étant faible et par soucis d'éviter le plus de biais dans cette conversion, le coefficient linéaire passant par 0, calculé en considérant la série dans son entièreté, a été retenu. La relation d'échelle devient donc une simple relation de proportionnalité dont le coefficient est $c = 0.67$.

3.3.4 La condition initiale purement dipolaire

Un autre paramètre ajustable du modèle de Lemerle et Charbonneau [53] est l'amplitude du dipôle initial. Il est en fait possible d'imposer une condition initiale complètement arbitraire sur la configuration du champ magnétique de notre domaine de simulation. Toutefois, la base de données de Yeates et al. [93] commençant au début du cycle 23, nous avons imposé une condition purement dipolaire puisque la composante dominante du champ magnétique lors d'un minimum d'activité solaire est largement dipolaire. Or, il est possible d'ajuster manuellement l'amplitude de cette composante initiale. Puisque la stochasticité est soustraite au modèle par l'assimilation de données, la façon de s'assurer que l'amplitude du moment dipolaire du champ magnétique du Soleil et de l'ordre des observations du Wilcox Solar Observatory (WSO) est de modifier la valeur initiale. Or, la section 2.2 montre que la corrélation DM_n et SSN_{n+1} est très forte et bien établie, et la section 3.1 montre que le modèle reproduit bien cette corrélation. Nous avons donc ajusté l'amplitude du champ magnétique initial de notre simulation pour que

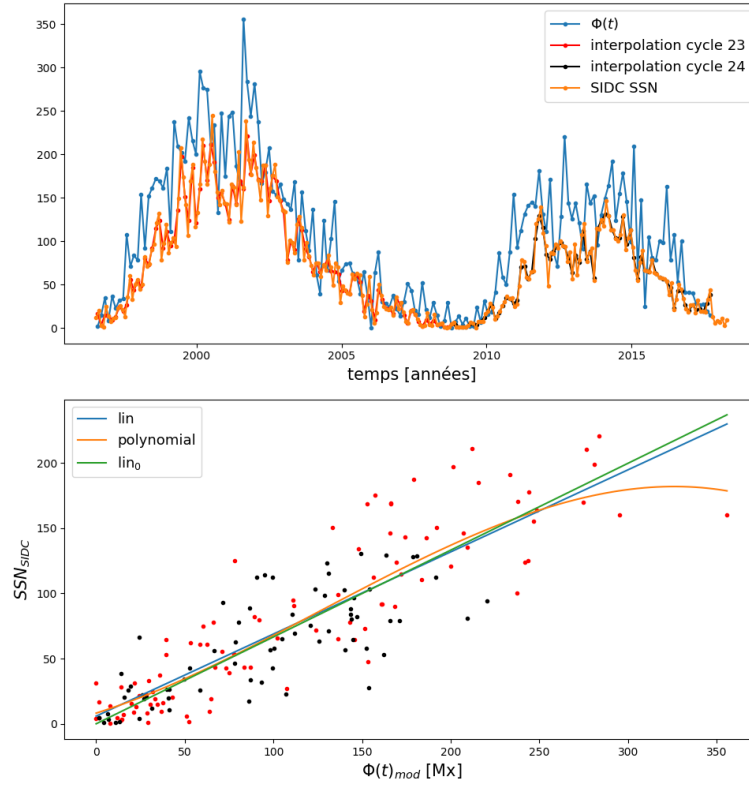


Figure 3.7 – Procédure de calcul de la relation d’échelle permettant de convertir le flux total $\Phi(t)$ extrait du modèle en ISSN. Le panneau du haut montre (en bleu) la série temporelle de $\Phi(t)$ et du ISSN (en jaune) ainsi que l’interpolation (en rouge et noir) des points de données du ISSN pour les faire correspondre à ceux de la série temporelle de $\Phi(t)$. Le panneau du bas montre l’ISSN en fonction de $\Phi(t)$. Les points en rouge correspondent au cycle 23 et ceux en noirs au cycle 24.

la valeur du dipôle se rapproche le plus possible à la fois de celle observée à la fin du cycle 23 et à la fin du cycle 24 lors de la prédiction. Le chapitre 4 présente formellement la procédure de calibration et les valeurs finales des paramètres clés qui ont été présentés dans cette section.

Cycles ↓	Lin : ISSN= $c_1\Phi(t) + c_0$	Lin ₀ : ISSN= $c_1\Phi(t)$	Poly : ISSN= $c_3\Phi^3(t) + c_2\Phi^2(t) + c_1\Phi(t) + c_0$
23 et 24	$c_1 : 0.63$ $c_0 : 5.87$	$c_1 : 0.67$	$c_3 : -5.98 \times 10^{-6}$ $c_2 : 2.27 \times 10^{-3}$ $c_1 : 0.43$ $c_0 : 8.17$
23	$c_1 : 0.66$ $c_0 : 5.95$	$c_1 : 0.69$	$c_3 : -8.42 \times 10^{-6}$ $c_2 : 2.95 \times 10^{-3}$ $c_1 : 0.46$ $c_0 : 5.67$
24	$c_1 : 0.49$ $c_0 : 15.25$	$c_1 : 0.60$	$c_3 : -4.45 \times 10^{-6}$ $c_2 : -5.44 \times 10^{-4}$ $c_1 : 0.76$ $c_0 : 3.56$

Tableau 3.III – Valeurs des coefficients des différents ajustements testés pour la conversion du $\Phi(t)$ total extrait du modèle en l’ISSN.

CHAPITRE 4

ARTICLE : *A DYNAMO-BASED FORECAST OF SOLAR CYCLE 25* POUR ÊTRE SOUMIS À LA REVUE SOLAR PHYSICS SOUS PEU

Ce chapitre présente le résultat de la prédiction du cycle 25 d'activité solaire sous la forme d'un article soumis à la revue scientifique internationale Solar Physics. Mes contributions à la rédaction de cet article sont les suivantes :

1. J'ai effectué les calculs et les analyses qui ont mené aux résultats qui seront présentés dans les sections suivantes.
2. En collaboration et guidé par Alexandre Lemerle, un des coauteurs de cet article, j'ai modifié le code du modèle de Lemerle et Charbonneau [53] dans le but de modifier les routines d'émergence pour permettre la lecture de la base de données d'ARY.
3. En collaboration avec Paul Charbonneau, un coauteur de l'article, j'ai interprété les résultats et effectué des comparaisons avec le travail qui a déjà été fait par d'autres auteurs pour la prédiction du cycle 25.
4. En collaboration avec Paul Charbonneau, j'ai conçu les simulations nécessaires à l'obtention de résultats convaincants et statistiquement représentatifs.
5. J'ai participé à la rédaction de l'article présenté dans les sections suivantes avec la collaboration de Paul Charbonneau.

Le travail présenté dans les chapitres précédents et les résultats présentés dans l'article qui suit ont déjà été présentés à plusieurs reprises lors de congrès scientifiques. En particulier, les résultats préliminaires présentés à la section 3.2.1 ont été présentés lors de la rencontre annuelle du CRAQ (Centre de Recherche en Astrophysique du Québec) 2017 et lors du Canadian Solar Workshop (CSW) 2017. La procédure de calibration, le calcul du facteur d'échelle ainsi que le résultat de la prédiction du cycle 25 ont été présentés au CSW en novembre 2018.

Pendant la durée de ma maîtrise, j'ai participé à l'élaboration d'un article dont le sujet est l'effet de l'émergence de certaines BMRs aberrantes sur le cycle solaire. L'étude de l'effet de ces régions actives larges et aux propriétés atypiques a été effectuée à l'aide du modèle de Lemerle et Charbonneau [53] qui est utilisé dans ce travail pour prédire l'activité solaire à mi-long terme. Mes contributions à l'article de Nagy, Lemerle, Labonville, Petrovay et Charbonneau [59] sont concentrés dans la section 3 *Stochasticity and Predictability*, dont les conclusions sont résumées à la section 3.2.1 de ce travail, et sont les suivantes :

1. En collaboration avec Alexandre Lemerle, modifications au modèle permettant de réinitialiser les générateurs de nombres aléatoires à un instant choisi.
2. En collaboration avec Paul Charbonneau, élaboration d'une série de simulations permettant de montrer les différents comportements du modèle en fonction du moment de réinitialisation.
3. Calculs des divergences des solutions et élaboration de la figure (voir figure 3.4 de ce travail) démontrant l'étendue de la fenêtre prédictive du modèle.

A dynamo-based forecast of solar cycle 25

François Labonville¹, Paul Charbonneau¹, Alexandre Lemerle²

Abstract

We present a data-driven version of the solar cycle model of Lemerle & Charbonneau (2017), which we use to forecast properties of upcoming sunspot cycle 25. The two free parameters of the models are fixed by requiring the model to reproduce cycle 24 upon being driven by active region data for cycle 23. Our forecasting model incorporates self-consistently the expected fluctuations associated with stochastic variations in properties of emerging active regions, most notably the scatter in the tilt angle of the line segment joining the opposite polarity foci of bipolar magnetic regions, as embodied in Joy’s Law. By carrying out ensemble forecasts with statistically independent realizations of active region parameters, we can produce error bars on our forecasts that capture the impact of this physical source of fluctuations. We forecast a smoothed monthly international sunspot (version 2.0) peaking at 89_{-14}^{+29} in year $2025.3_{-1.05}^{+0.89}$, with a 6 month onset delay in the Northern hemisphere, but a peak amplitude 20% higher than in the Southern hemisphere.

4.1 Introduction

The solar cycle is the magnetic pulse modulating the frequency of all geoeffective eruptive phenomena. The large-scale magnetic field it generates is also carried by the solar wind, and structures the interplanetary environment well beyond Earth’s orbit. Interesting in and of itself because of what it can teach us about the mode of operation of the solar dynamo, decadal-scale forecast of the properties of upcoming cycles is also a useful and desired information in the planning of space missions and, more generally, in the mitigation of deleterious space weather events.

A wide variety of mathematical and physical forecasting schemes have been desi-

¹Département de Physique, Université de Montréal, Montréal, Qc, Canada

²Collège Bois-de-Boulogne, Montréal, Qc, Canada

gued towards the prediction of solar cycles [see, e.g., 64, 67, and references therein]. To date the most succesful class of forecasting schemes remains that based on the use of the surface solar dipole moment at activity minimum as a precursor for the amplitude of the upcoming cycle [71, 80]. The logic behind these schemes is entirely in line with a dynamo-based explanation of the solar cycle : shearing of a pre-existing dipole by the solar internal differential rotation generates the large-scale internal toroidal magnetic flux system from which magnetic flux ropes will form, destabilize due to magnetic buoyancy, and eventually emerge at the photosphere as bipolar sunspot groups.

Given this success it is natural that further improvements were sought through the design of forecasting schemes based explicitly on data-driven dynamo models. The two cycle 24 forecasts produced in this manner by Dikpati et al. [19] and Choudhuri et al. [12] are particularly interesting in this respect; working with essentially identical dynamo models, these two groups of authors arrived at cycle 24 forecasts standing at opposite ends of the very wide range of forecasts for cycle 24 [see Fig 3 in 64]. It was since realized that these discrepant forecasts had little to do with the underlying dynamo model used, but rather with the manner in which data was assimilated into the model. Specifically, data driving of the model must retain, in one form or another, information regarding the scatter in active region properties, most importantly the distribution of tilt angles embodied in Joy's Law, as this is increasingly recognized as a primary source of cycle-to-cycle variability.

This paper presents a cycle 25 prediction obtained using the $2\times 2D$ dynamo model of [52], LC17), based on the injection of cycle 23 and 24 active region data into its surface module. Section 4.2 gives an overview of the LC17 dynamo model, reviews some of its most salient features for solar cycle prediction, and describes the manner in which it was modified to accept observed active regions as surface input. Section 4.3 describes the validation procedure of the prediction scheme, and section 4.4 its forecast for cycles 25. Section 4.6 offers a comparison of our cycle 25 forecast to other forecasts recently published, as well as a critical discussion of the potential systematic errors associated with known shortcomings of our dynamo model.

4.2 A data-driven dynamo model

The assimilation of magnetographic and/or active emergence data into a dynamo model for the purpose of cycle forecast requires a detailed longitude/latitude representation of solar photosphere. This was one of the motivations underlying the design and development of the $2 \times 2D$ solar cycle model of [53, hereafter LC17; see also Lemerle et al. [54]]. The LC17 model is based on the coupling of a conventional 2D (meridional plane) mean-field-like flux transport dynamo (the FTD module), to an equally conventional 2D (latitude-longitude) surface magnetic flux transport simulation (the SFT module). The FTD module provides the synthetic active region emergences driving the SFT module, while the latter provides the upper boundary condition that effectively acts as a poloidal source term in the FTD module, in the spirit of the Babcock-Leighton mechanism of poloidal field regeneration through the decay of active regions [see, e.g., 8, 48, and references therein].

A key component of the LC17 dynamo model is the “emergence function” setting the probability of active region emergence in the SFT module in terms of the internal magnetic field strength and spatial distribution within the FTD module. This form of this function is set based on stability calculations carried out in the thin flux tube approximation (see LC17, §3.5). An emerging bipolar active region must also be assigned a flux value, pole separation, and tilt angle of the line joining the two members with respect to the E-W direction (as embodied by Joy’s Law). These are all extracted from statistical distributions constructed using the database assembled by Wang et Sheeley [88] for solar cycle 21 (see LC17, appendix). The observed scatter of tilt angles about the mean defined by Joy’s Law turns out to be the primary source of stochasticity in the regeneration of the surface dipole (see LC17, §4.1; also Nagy et al. [59]), and thus of the simulated magnetic cycles in this dynamo model [on this point see also 7]. Also important from the forecasting point of view, solar cycle simulations carried out with the LC17 model reproduce the observed correlation between the intensity of the surface dipole at activity minimum, and the amplitude of the subsequent magnetic cycle (see LC17, Fig. 8).

The emergence algorithm also includes a lower threshold on the internal toroidal field

strength, as suggested calculation of the stability and buoyant rise of toroidal magnetic flux ropes in the thin flux tube approximation [22, 75, and references therein]. The presence of this lower threshold (B^*) implies that the resulting dynamo is not self-excited. However, once this threshold is exceeded, the growth rate of the dynamo is determined by a dynamo number (K) setting the linear relationship between the probability of emergence in the SFT module and value of the emergence function at the same latitude. In what follows, the two parameters B^* and K will be the primary adjustable parameters for calibrating our prediction scheme on cycle 24. The other model parameters are kept fixed at their values obtained in LC17 through a formal optimization procedure based on a genetic algorithm, minimizing the differences between synthetic and observed sunspot butterfly diagrams for cycle 21.

The LC17 dynamo model is readily turned into a data-driven simulation by replacing the emergence algorithm with insertion of emerging active regions at locations and with characteristics inferred from magnetographic observations. Towards this end we used the database of bipolar magnetic regions determined from NSO synoptic Carrington maps, downloaded from the solar dynamo dataverse³ maintained by A. Muñoz-Jaramillo [see also 93]. This database covers Carrington rotation 1911 to 2196 inclusive, corresponding to dates ranging from 29 June 1996 to 5 November 2017. The procedure used to construct the database from magnetograms is described in §4 of Yeates et al. [93]. The simulation thus embodies two distinct modes of operation : a *data-driven mode*, using the active region database to insert active regions in the SFT module ; and a *dynamo mode*, using the emergence function protocole described previously. A forecast is then produced by running the simulation in data-driven mode until some set date, and switching to dynamo mode to generate an ensemble of simulations with statistically independent realizations of active regions emergences. The forecast proper is then constructed from the statistical characterization of this ensemble.

Because it spans four centuries, the international sunspot number record (hereafter ISSN; see Clette et al. 2014) remains the time series of choice to characterize the solar

³<https://dataverse.harvard.edu/dataverse/solardynamo>; downloaded June 2018.

cycle and its fluctuations. Consequently, forecasts of upcoming solar cycles are most often expressed in terms of the sunspot number. Whether running the LC17 model in data-driven or dynamo modes, it is straightforward to calculate a time series unsigned surface magnetic flux $\Phi(t)$ associated with emerging bipolar magnetic regions. The translation from unsigned surface magnetic flux to predicted ISSN is based on a linear fit between these two quantities, as extracted from the cycle 23-24 database, and the ISSN (Version 2) as distributed by SILSO/SIDC⁴ (Clette et Lefèvre [13]). Towards this end we use the 13-month smoothed monthly ISSN, and force the fit through (0,0). This results in the linear relationship :

$$\text{ISSN} = 0.67 \times \frac{\Phi}{10^{21} \text{Mx}} , \quad [\text{cycles } 23 + 24] . \quad (4.1)$$

Nonlinear or polynomial fits return relationships that hardly differ from the above linear relationship over the unsigned flux and ISSN ranges spanned by the data, motivating the use of eq. (4.1) to convert unsigned flux to ISSN. In applying this relationship to convert our time series of simulated surface magnetic flux for cycle 25 into an ISSN forecast, we are assuming statistical stationarity in the relationship between ISSN and surface flux.

4.3 Calibration and validation : cycle 24

The aim is thus to initialize the dynamo model by assimilating active region emergence data into the model over cycle 23 and 24, and then predict cycle 25 by ensemble simulations running in dynamo mode. This requires setting an initial condition at the onset of cycle 23, as well as adjusting (within their error bounds) some model parameters, most notably the dynamo number, which in the LC17 models sets the emergence probability per time step as a function of the internal toroidal field strength.

Starting with a pure dipole initial condition, we run the model in data-driven mode over the cycle 23 portion of the active region database. In the spirit of data assimilation, we adjust the strength of this initial dipole so as to reproduce the observed dipole moment at the end of cycle 23. We then use the resulting surface and internal magnetic field

⁴www.sidc.be/silso/datafiles; downloaded April 2018

distribution as initial condition for simulating cycle 24, and adjust the dynamo number K and emergence threshold parameter (B^* in eq. (10) of LC17) so as to reproduce as best as possible the time series of unsigned magnetic flux in active regions across cycle 24, as well as the observed dipole strength on 5 November 2017, in the late descending phase of cycle 24, $\simeq 2.0\text{G}$. The synthetic butterfly diagrams are used as an additional discriminant, solutions producing emergence of active regions at high-latitude being excluded from the set of acceptable cycle 24 solutions even if they show a good fit to the observed dipole moment and unsigned flux time series.

Assessing goodness of fit between our simulated cycle 24 with the unsigned flux time series from the Yeates et al. [92] database relies on an ensemble of 100 simulations of cycle 24. Each ensemble member draws parameters of emerging active regions (flux, tilt, pole separation, etc.) from the same empirical statistical distributions, but does so using distinct random number streams. Goodness of fit is measured via a collective χ^2 between all ensemble members and the target unsigned flux time series.

Our best parameter set is $K = 1.7$ and $B_0 = 20\text{G}$, and leads to the solution displayed on Figure 4.1. Here the model is run in data-driven mode until 12 June 2009 (thick vertical line), and switched to dynamo mode thereafter. The solid black line is the cycle 24 target time series, and each member of the 100-member ensemble is plotted as a semi-transparent gray line. The thick black dashed line is a representative run, specifically that whose peak value is the median in the distribution of peak values for the 100-member ensemble. All time series plotted pertain to the 13-month smoothed time series of monthly-averaged surface unsigned magnetic flux values, in units of 10^{21}Mx . The time series of unsigned surface magnetic flux from the Yeates et al. database (thick solid line) is reproduced reasonably well, but there is also strong variability across ensemble members; this is a direct reflection of the impact of stochasticity in emerging active region properties, most importantly the scatter of tilt angles about Joy’s Law.

Examination of the axial dipole time series on the bottom panel of Figure 4.1 indicates a surface dipole in the late descending phase of cycle 24 that is significantly stronger than observed, by almost a factor of two. This has no direct impact on the emerging magnetic flux, which is set by the internal magnetic field having built up during

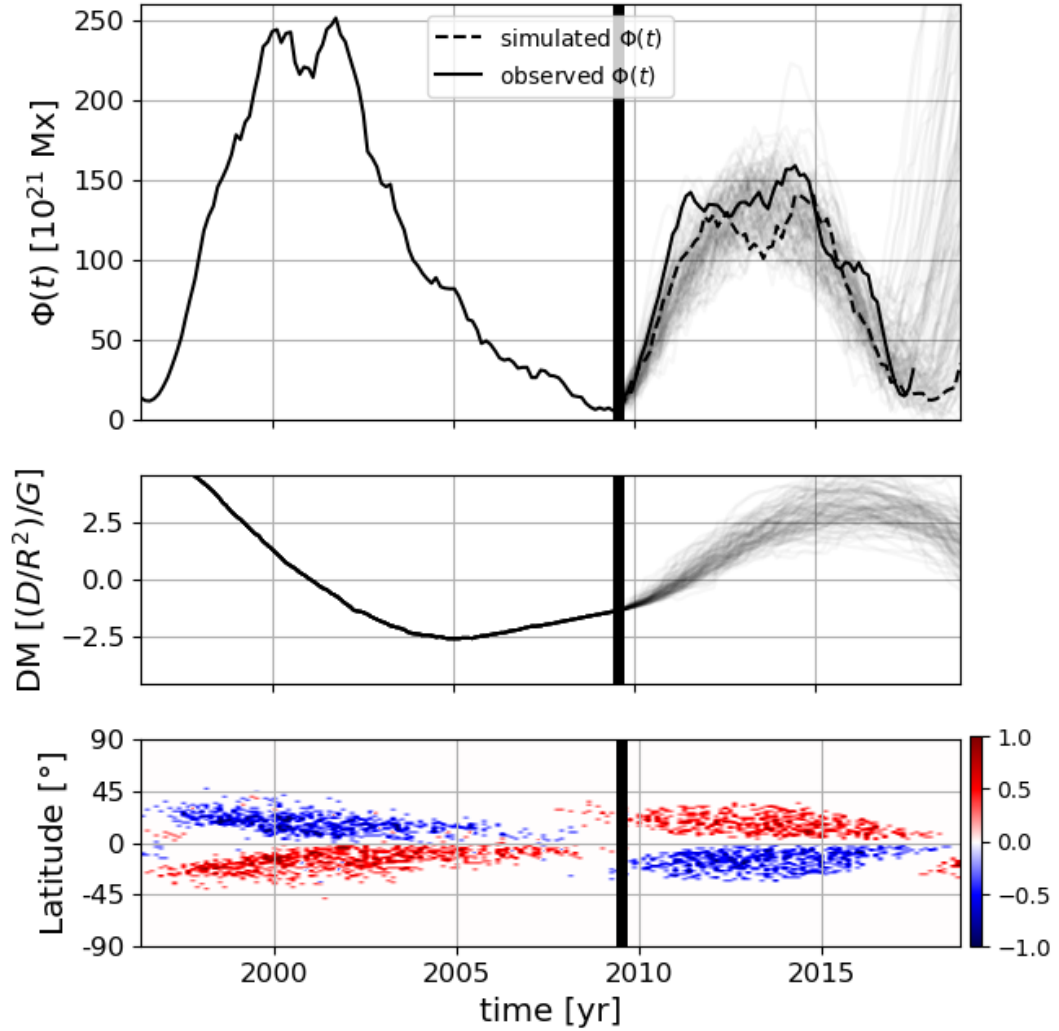


Figure 4.1 – Reproduction of cycle 24 after data-driving over cycle 23. On the top panel, the thick dashed line is the 13-month smoothed monthly unsigned surface magnetic flux time series for the solution whose peak value ranks as the median of the ranked peak values for the 100-member ensemble. The other individual ensemble members are plotted as semi-transparent gray lines. The solid line is the time series of surface magnetic flux directly constructed from the [92] database. In the middle panel, we plot the time series of the surface dipole moment for all 100 members of our ensemble. The bottom panel shows a time-latitude “butterfly diagram” of emerging active regions for the median-peak ensemble member (dashed line on panel A). All solutions use an emergence threshold $B^* = 20$ and dynamo number $K = 1.7$, fluctuations being entirely due to stochasticity in emerging active region properties (see text).

cycle 23. Therefore this discrepancy is not a cause for concern from the point of view of fitting the emerging flux time series for cycle 24. The real cycle 24 dipole represents one instances of possible cycle 24 realizations, which are strongly affected by the specificities of emerging active region properties. (on this point see also Jiang et al. [41], Nagy et al. [59]).

4.4 Forecast of cycle 25

With the emergence threshold B^* and dynamo number K now set by the reproduction of cycle 24, we can now drive the dynamo with active region data for cycles 23 and 24, up to 5 November 2017, and thereafter switching to dynamo mode to produce an ensemble of 100 forecasts for cycles 25 and 26, each using a distinct stochastic realization of active region emergences. Figure 4.2 now shows the results of this exercise, in a format similar to Fig. 4.1. The semi-transparent gray lines on Fig. 4.2 are again the 13-month smoothed unsigned surface magnetic flux time series for our 100 ensemble members, and the thick dashed line is the member ranked as the median for the peak value of the unsigned surface magnetic flux reached at any time in the course of the cycle.

Our ensemble of simulated cycle 25 points towards a cycle somewhat weaker than cycle 24, of relatively short duration, and with a long rising phase peaking in the first half of 2025. Note also how the surface dipole strength in the late descending phase of cycle 24 (1.7 G) is now much closer to the observed value ($\simeq 2.0$ G, from Wilcox Solar Observatory data⁵) than in the case of the simulated cycle 24 on Fig. 4.1. This confirms that the active regions having contributed most importantly to the polar field buildup in the descending phase of cycle 24 are correctly incorporated in the Yeates et al. database.

Because our forecast model incorporates a full latitude-longitude representation of the solar photosphere, it is possible to forecast quantities often not accessible to schemes operating only on global time series, most notably related to hemispheric asymmetry. Figure 4.3 replots the surface magnetic flux cycles 25 forecast of Fig. 4.2, this time separating the contributions of the two solar hemispheres. Once again significant variabi-

⁵<http://wso.stanford.edu>

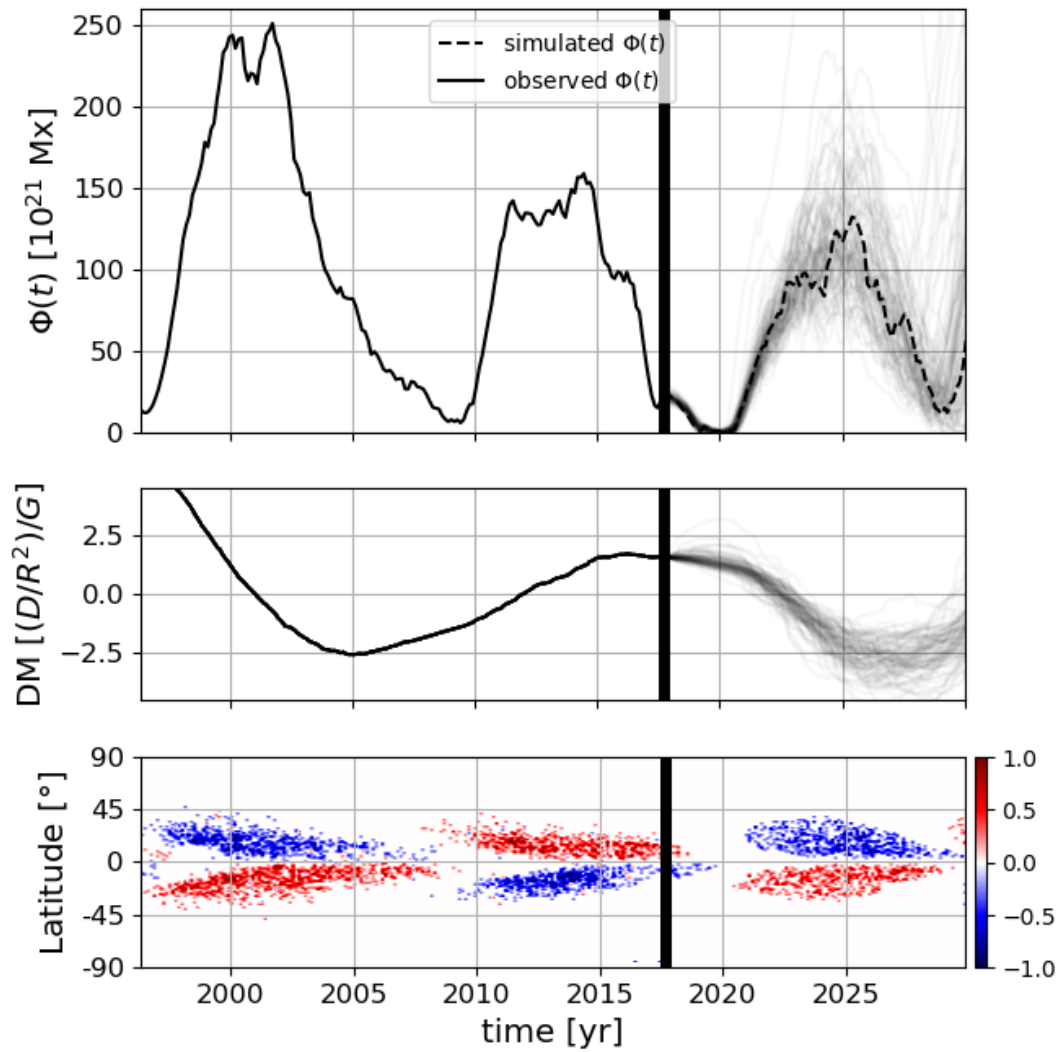


Figure 4.2 – Similar to Figure 4.1 but now driving the model with active region data for cycle 23 and 24, and switching to dynamo mode on 5 November 2017 (thick vertical line). The format of the three panels is the same as on Fig. 4.1.

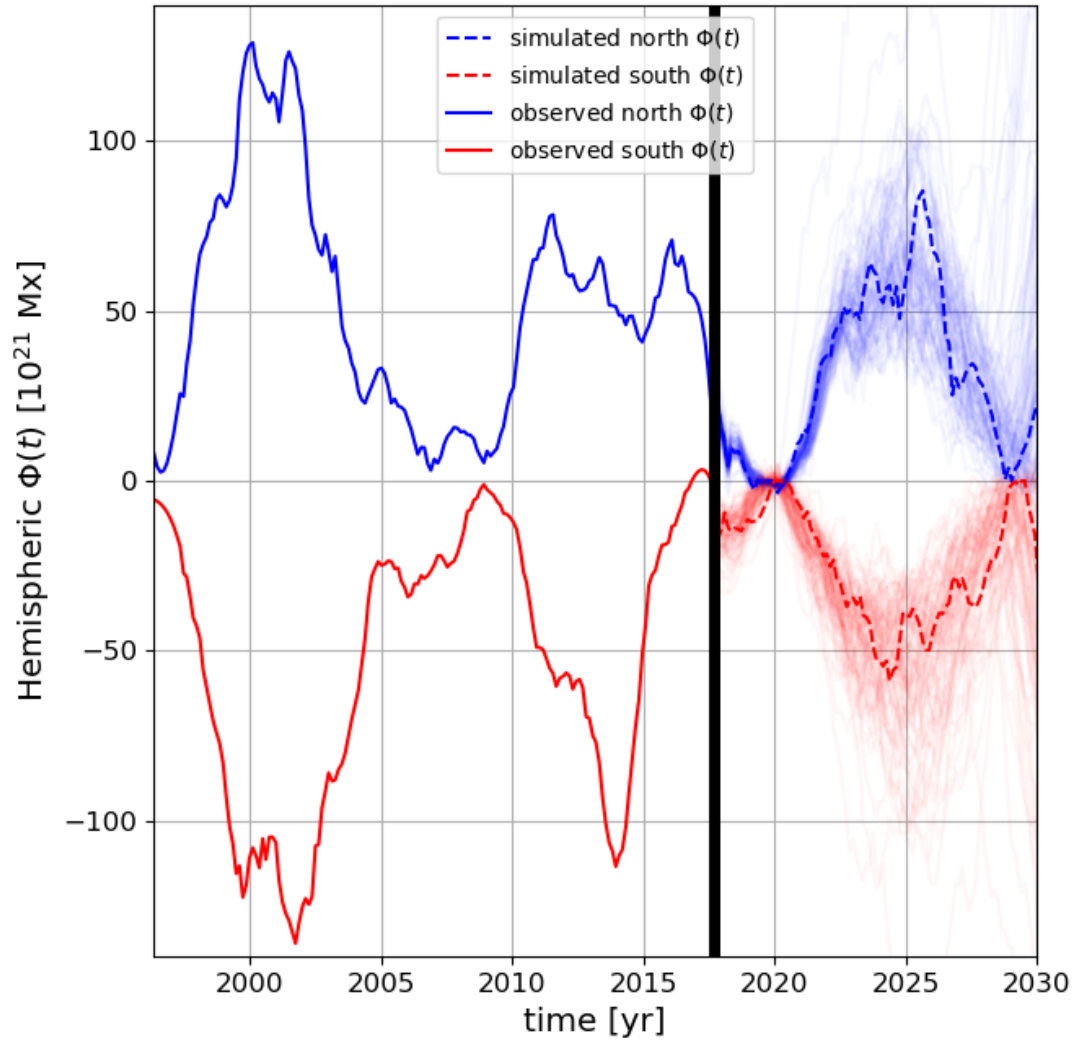


Figure 4.3 – Hemispheric unsigned flux time series corresponding to the ensemble forecast of Figure 4.2. The Southern hemisphere time series is assigned negative values strictly for plotting purposes. Significant variability across ensemble member notwithstanding, one can still pick out overall lower amplitudes in the Southern hemisphere, and slightly delayed cycle onset of the Northern hemisphere.

lity is present across ensemble members, but overall amplitudes are lower by some 20 percent in the Southern hemisphere. Harder to pick out visually on Figure 4.3 but emerging from the quantitative analysis to be discussed presently, cycle onset in the Northern hemisphere is also delayed by nearly 6 months with respect to onset in the Southern hemisphere.

Table 4.I collects a number of metrics that can be extracted from our ensemble forecasts, namely : amplitude and date of peak ISSN in cycle 25 ; date for onset of cycle 25 ; and expected duration of cycle 25. These quantities are given for the whole solar surface (second column), or separately for the Northern and Southern hemispheres (third and fourth columns). Working off the 13-month smoothed time series of monthly surface unsigned magnetic flux, the quoted figures and associated error ranges are constructed by ranking all corresponding measures in the 100-member ensemble, using the median as the prediction, and the 15% and 85% points of the ranked values as \pm uncertainly estimates. These are then converted into ISSN according to eq. (4.1). Cycle onset dates are set as the first appearance of cycle 25 active regions in each ensemble member, and then ranked chronologically. The median is chosen as the predicted onset date, with the \pm ranges given in Table 4.I spanning again the 15–85% range of these ranked dates. Cycle durations are defined as the time interval between appearance of the last cycle 24 active region and last cycle 25 active region, now simply averaged over the ensemble. Error estimates on cycle durations are \pm one standard deviations about this mean.

Because our forecast is based on a dynamo model, it is possible in principle to extend the forecast beyond one cycle. However, the strong stochastic variability associated primarily with the scatter in the tilt angles of bipolar active regions effectively restricts the window for useful prediction to approximately one cycle [see Fig. 2 in 59]. Exami-

Metric	Global	N-hemisphere	S-hemisphere
Onset date	$2020.49^{+0.13}_{-0.12}$	$2021.00^{+1.14}_{-0.13}$	$2020.49^{+0.13}_{-0.75}$
Peak ISSN	89^{+29}_{-14}	50^{+20}_{-10}	42^{+16}_{-9}
Date of peak ISSN	$2025.27^{+0.89}_{-1.05}$	$2025.02^{+1.14}_{-0.93}$	$2025.15^{+1.13}_{-1.39}$
Cycle duration	10.0 ± 0.74	10.2 ± 1.22	10.3 ± 1.44

Tableau 4.I – Global and hemispheric forecasts for cycle 25

nation of Figure 4.1 reveals that if these simulations were to be pushed beyond the end of cycle 24, the onset of simulated cycle 25 would take place very early for many ensemble members; such two-cycle forecast of cycle 25 would yield a very shallow minimum, a consequence of strong overlap between simulated cycles 24 and 25, and a cycle 25 peak amplitude much higher than on our actual forecast based on the simulations plotted on Fig. 4.2. This apparent internal inconsistency is associated with the fact that proper reproduction of the fairly rapid rise of cycle 24 requires a relatively low internal magnetic field threshold value and relatively high dynamo number. This also leads to an early onset of cycle 26 when pushing the ensemble simulations of Fig. 4.2 beyond the end of cycle 25. Despite a very wide range of forecasts, it remains noteworthy that the median peak ISSN forecast for cycle 26, 215^{+179}_{-69} is back at the ISSN level of cycle 23. Taken at face value, this result suggests that the announcement of a new Grand Minimum following cycle 25 [95] should be contemplated with due caution.

4.5 Comparison to other cycle 25 forecasts

A number of forecasts based on various techniques have been published recently for the peak ISSN of cycle 25 [e.g., 4, 25, 34, 39, 45, 46, 55, 56, 63, 66, 70, 77, 85]. Figure 4.4 summarizes pictorially these various forecasts, sorted from lowest to highest forecasted peak ISSN amplitude, and including error estimates as stated by each set of authors⁶. This is by no means comprehensive, as we have restricted our selection to recent forecasts (published 2017-2018), but we did attempt to include all available forecasts based on dynamo or surface flux transport simulations, as well as precursor methods based on direct measurements of the solar surface dipole.

Our amplitude prediction is in the lower tier of these published forecasts, although its confidence interval spans almost the whole lower half of all compiled forecasts, a reflec-

⁶The forecasts of [39] and [85] are not explicitly for the ISSN, but rather for the dipole at the end of cycle 24. Here this (and the associated error estimate) is converted to ISSN by assuming that the ratio of cycle 24/25 ISSN is the same as the ratio of dipole strength at the minimum preceding each cycle, as these authors themselves do to estimate the cycle 25 amplitude. [25], [34], and [66] do not include a quantitative error estimate with their forecasts. The Svalgaard forecast is from a presentation at the March 2018 SORCE-TSIS Sun-Climate Symposium, and is as yet unpublished but is included here with permission.

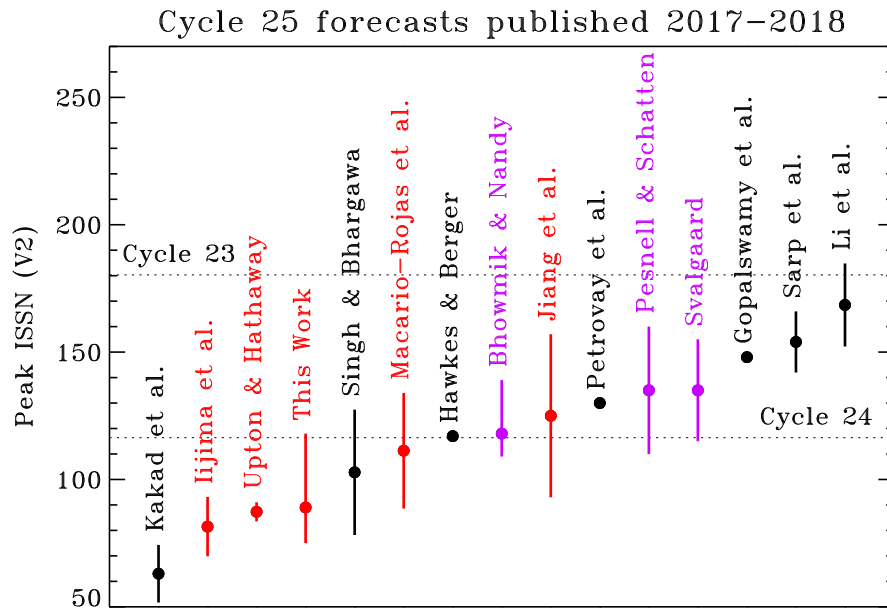


Figure 4.4 – A sample of recently published forecast for the peak ISSN amplitude (13-month smoothed monthly ISSN) for cycle 25. The horizontal dotted lines indicate the peak smoothed ISSN values for cycles 23 and 24, as labeled. Predictions in red are made using surface flux transport and/or dynamo models ; predictions in purple are made using dynamo-based precursor methods. Forecasts in black collect other techniques.

tion of the large error estimates characterizing most forecasting methods. Nonetheless, even though the spread of this compilation is substantial, it remains much smaller than the corresponding spread of cycle 24 forecasts compiled by Pesnell [64] (see his Fig. 3; note that his pre-2015 ISSN must be multiplied by a factor 1.45 for conversion to version 2 ISSN). Also noteworthy, our confidence interval spans all but one of the other forecasts based explicitly on surface flux transport models [39, 45, 85] or dynamo models [56]. Forecasts directly or indirectly based on the surface dipole as precursor [4, 63, and the Svalgaard forecast] also agree with each other within their stated error bar, but as a group stand significantly higher than the SFT-based forecasts, with the exception of [45]; this is an interesting situation, as it suggests that we are likely to learn a lot from cycle 25.

A subset of the forecasts included on Figure 4.4 also include timing information for peak ISSN, ranging from 2023 ± 1.1 [70] to 2025 ± 1.5 [63]. Figure 4.5 displays these as error boxes spanning the quoted uncertainties in amplitude and timing (when provided), together with the median-rank time series of Fig. 4.2. While the boxes can be quite large, it is interesting to note that as a group, these forecasts have captured something of the well-known Waldmaier relationship : high amplitude cycles tend to have a shorter rise time. Yet most of these forecasts agree on a slow rising phase and (relatively) late epoch for cycle 25 maximum.

Of the forecasts compiled on Figure 4.4, only Gopalswamy et al. [25] gives hemispheric forecasts, namely S-ISSN= 89 and N-ISSN= 59; while this *level* of asymetry is comparable to that predicted by our model, the asymmetry we predict is opposite, being characterized by a larger amplitude in the Northern hemisphere (cf. Table 4.I). This highlights the potential of hemispheric measures as a discriminant of solar cycle forecasting methods.

4.6 Discussion and conclusion

In this paper we have presented a detailed forecast for solar activity cycle 25, based on a data-driven version of the solar cycle dynamo model of Lemerle et Charbonneau [53]. Our ensemble forecast predicts a cycle 25 peak amplitude some 20% smaller

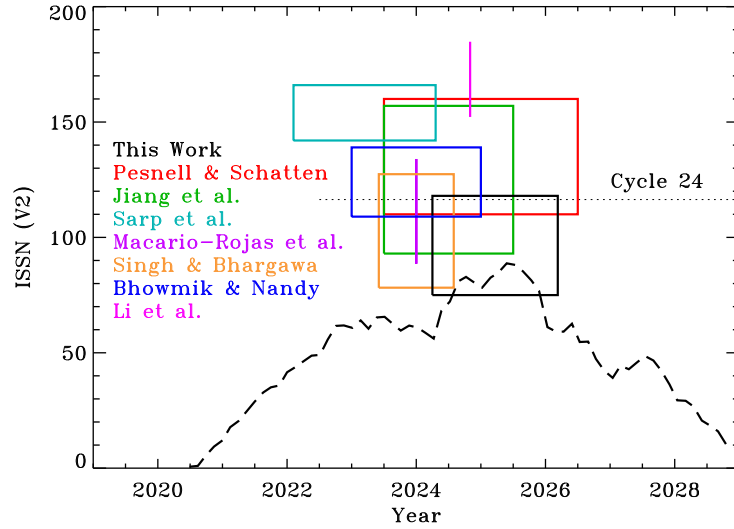


Figure 4.5 – A sample of recently published forecast for the timing of peak ISSN amplitude (13-month smoothed monthly ISSN) for cycle 25. The boxes draw span the quoted uncertainties in amplitude and peak time. The time series for the median of our ensemble is also replotted from Figure 4.2, rescaled to v2 ISSN using eq. (4.1).

than cycle 24, corresponding to a version 2 ISSN 89^{+29}_{-14} (13-month smoothed monthly values). Cycle 25 is predicted to show significant hemispheric asymmetries, with the S-hemisphere reaching peak ISSN values only 84% that of the peak N-hemisphere ISSN, but with cycle onset preceding the Northern hemisphere by 6 months. Our forecast also suggests that despite its low amplitude and slow rise, cycle 25 will be a relatively short cycle, with mean forecasted duration 10.0 ± 0.74 yr. In this respect our forecasted cycle 25 is morphologically similar to solar cycle 16, which showed a long rise time of 4.7 yr but a total duration of only 10.1 yr.

The direct output of our model are time series of unsigned magnetic flux associated with synthetic emerging active regions. This is of course very different from the international sunspot number (ISSN), which is defined as a weighted sum of sunspot groups and individual spots [14]. Conversion from our unsigned flux to an equivalent of the ISSN is carried out by linear regression based on data from cycle 23 and 24, namely eq. (4.1). It is far from clear that the same implied correlation should hold for cycles of different amplitudes. This potential pitfall is not unique to our approach, as all other forecasting

schemes must make similar assumptions regarding statistical stationarity.

Error estimates on our cycle forecast and associated time series reflect only the impact of stochasticity in active region emergence properties. While it has been argued that this is indeed the primary driver of cycle-to-cycle amplitude variability [41, 49, 59, 90], our dynamo model-based predictions are also subjected to systematic errors associated with shortcomings of the dynamo model itself.

One obvious weakness of the LC17 dynamo models stems from its kinematic formulation : the large-scale flow fields, differential rotation and meridional circulation, in both the surface and internal modules, are considered given. Magnetographic data assimilation in surface flux transport models has shown that variations of the surface meridional flow can have a significant impact on the buildup of the surface dipole [7, 29]. This is an obvious needed improvement of the model. We are currently incorporating a generalization of the procedure introduced by Jiang et al. [43] to model the collective effects of observed inflows towards active regions on the azimuthally averaged surface meridional flow in the surface module of the LC17 model (Nagy et al. in prep). Preliminary results obtained thus far indicate that this feedback process tends to stabilize and slightly decrease the cycle amplitude, yet its overall impact across a given cycle appears milder than that associated with tilt angle fluctuations, or the emergence of a single rogue active region, especially when emerging close to the equator.

The meridional flow profile used in the LC17 model is characterized by a single-cell per meridional quadrant. This is also a likely source of systematic error, as helioseismic inversions suggest a more complex pattern [see, e.g. 68, 94]. However, we do note from the work of Hazra et al. [35] that from the dynamo point of view the key element is the presence of an equatorward flow at the base of the convection zone, still beyond the reach of helioseismic sampling of the internal meridional flow. Moreover, the latitudinal profile of the surface poleward flow yielding the best fit to synoptic magnetogram [54] differs slightly but significantly from the best-fit solar dynamo solution in LC17. A formal inversion of the internal meridional flow by genetic forward modelling [?], constrained by both synoptic magnetograms and the sunspot butterfly diagram, is an avenue we plan to explore.

Another potentially important source of systematic error is associated with the use of two distinct databases for active region properties : when running in dynamo mode, the models draws active regions parameters from statistical distributions constructed from the database assembled by Wang & Sheeley for cycle 21, while the data being assimilated beforehand pertains to cycles 23 and/or 24. Numerous studies have highlighted small but significant cycle-to-cycle differences in active region properties [18, 57, 83]. Moreover, the data sources and reduction procedure used by Yeates et al. [93] to generate their cycle 23 and 24 active region database are also distinct from those used by Wang & Sheeley for cycle 21, and thus likely subjected to different detection threshold, selection biases, etc. While the two databases show significant differences in their distributions of various active region parameters, notably unsigned flux, we have verified that their flux-weighted distributions of tilt angles are quite similar ; this being the primary determinant of dipole buildup [see, e.g., 59], one can hope that the resulting global dynamo behavior should not be too dissimilar. An obvious next step in testing and validating our forecast would be to repeat the formal optimization procedure carried out in LC17, but this time constraining the fit over cycles 23 and 24, with an emergence function reflecting the statistical properties of the Yeates et al. [93] active region database.

Our exploration of parameter space have also revealed a high sensitivity of the predicted cycle 25 properties to the adopted threshold value on the internal toroidal field strength above which active region emergence takes place. Indeed, various combinations of this threshold value and dynamo number can provide equally acceptable reproductions of cycle 24 unsigned flux time series upon assimilating active regions through cycle 23 (viz. Fig. 4.1). However, many of these parameter pairs, especially for low emergence threshold values, lead to active region emergences at mid- to high latitudes in the butterfly diagram. This non-solar behavior then justifies culling these solutions from our pool of acceptable solutions. The final adopted value $B^* = 20$ is comfortably within the range allowed by the LC17 formal optimization procedure (see their Fig. 2). With a dynamo number $K = 1.7$, our “best” predictive solution (Fig. 4.2) operates rather close to criticality ; increasing the threshold by a factor of 2, or reducing the dynamo number by as little as 25%, leads to a very weak cycle 25, and no cycle 26 for most of the ensemble

members.

There is now ample observational and theoretical evidence that emergence of large active regions with unusual properties —notably strong deviation from Joy’s Law— can derail the normal buildup of the solar surface dipole. Indeed the appearance of a few such “rogues” active regions in the descending phase of cycle 23 has been invoked by Jiang et al. [42] and Whitbread et al. [90] as being responsible for the low amplitude of cycle 24. The dynamo simulations reported upon in Nagy et al. [59], also using the LC17 model, offer specific examples (see their §4) in which a single rogue active region emerging in the descending phase of the cycle can, depending on its tilt pattern, either derail the buildup of the solar dipole and shut down the cycle (their Fig 3), or kickstart a dying cycle back to normal cyclic behavior (their Fig 4). Again when taken at face value, these simulation results indicate that the fate of cycle 25 will not be set until the last active region of cycle 24 has emerged. At this writing, three active regions emerging with the expected cycle 25 magnetic polarity pattern have been observed at high latitudes, but emergence of cycle 24 regions at low latitude remains possible.

Acknowledgements

We wish to express our gratitude to A. Yeates et A. Muñoz-Jaramillo for producing and maintaining their publicly available cycle 23-24 active region database, and again to A. Muñoz-Jaramillo for very useful discussion. This work was supported by the Discovery Grant Program of Canada’s Natural Science and Engineering Research Council.

CHAPITRE 5

CONCLUSION

La prédiction du cycle solaire est pertinente à notre époque en raison de la technologie qui est envoyée dans l'espace et des missions de longues durées qui sont prévues dans le futur rapproché. Le premier chapitre de ce travail a tenté de résumer les caractéristiques les plus importantes du cycle solaire autant du point de vue de propriétés observables à la surface que du point de vue du champ magnétique. Le chapitre 2 fut un résumé de plusieurs méthodes de prédiction du cycle solaire avec une attention particulière portée aux modèles dynamo. Le contenu du chapitre 3 porte quant à lui sur le modèle dynamo numérique de Lemerle et Charbonneau [53] qui a été utilisé pour effectuer une prédiction du prochain cycle solaire. L'accent est mis sur les aspects clés du modèle qui ont mené à la recalibration partielle qui a été effectuée. La dernière partie du chapitre 3 se concentre sur la conversion des résultats du modèle en ISSN. Enfin, le chapitre 4 présente les résultats de la prédiction du cycle 25 sous forme de l'article qui sera soumis à *Solar Physics*. On y trouve les détails de la calibration des paramètres exposés au chapitre 3 sur le cycle 24, l'amplitude globale et hémisphérique prédite du cycle solaire 25 ainsi qu'une comparaison des résultats avec le travail d'autres auteurs dans ce domaine.

Ce travail montre le potentiel prédictif des modèles dynamo numériques ainsi que des différentes variantes de modèles de transport de flux de surface combinés à des méthodes de précurseurs, qui ont déjà fait leurs preuves. En particulier, le modèle de Lemerle et Charbonneau [53] est particulièrement intéressant, car il contient un maximum des processus physiques qui agissent dans le Soleil tout en s'évitant la lourdeur de calcul d'un code trois dimensions magnétohydrodynamique. Les simulations individuelles effectuées pour la prédiction du cycle 25 prennent moins de 10 minutes chacune sur un ordinateur à 16 cœurs.

La prochaine étape logique est de compléter la recalibration partielle qui a été effectuée sur le nombre dynamo K et le seuil B^* en reproduisant la calibration par algorithme

génétique initialement faite par Lemerle et al. [54] et Lemerle et Charbonneau [53]. Ces auteurs utilisent les cartes magnétiques du champ radial à la surface, la mesure du dipôle axial tel que calculé à partir de la base de données de WS et la forme des bandes de migration de flux vers l'équateur pour calculer un χ^2 lors de leur procédure d'optimisation. On peut déjà penser à ajuster formellement le modèle par rapport à la mesure du dipôle fournie par le WSO puisqu'on a montré la forte influence qu'il joue sur l'amplitude du cycle subséquent (figures 2.1 et 3.3). Les différences claires entre les propriétés des BMRs contenues dans les bases de données de WS et d'ARY, qu'elle soient dues à des biais observationnels ou à une réalité physique, rendent vitale de refaire l'exercice de calibration, car l'assimilation des données d'ARY quand on simule l'évolution du champ magnétique du Soleil avec le modèle couplé de Lemerle et Charbonneau [53] en mode forcé avec ses paramètres initiaux, place le modèle dans un régime sous-critique non-solaire qui résulte en une absence totale de cycle solaire 25.

Une autre lacune du modèle de Lemerle et Charbonneau [53] est la rigidité du profil et de la vitesse des écoulements. Dans l'esprit de l'approximation cinématique, on ignore la rétroaction non-linéaire du champ magnétique sur les écoulements. On considère la forme des écoulements comme fixes et leurs vitesses constantes, or le modèle SFT utilisé par Hathaway [31] considère la variation temporelle de la vitesse de l'écoulement méridien. Hathaway et Rightmire [32] ont mesuré une modulation de 50% en amplitude causée par des variations intra-cycle (rapide au minimum et lent au maximum) et une variation inter-cycle (augmentation systématique de la vitesse d'écoulement depuis 2004).

La circulation méridienne jouant un rôle vital dans le transport du flux de surface vers les pôles et le transport du champ toroïdal vers l'équateur en profondeur, une variation aussi importante dans la vitesse d'écoulement pourrait avoir un impact majeur sur la durée et l'amplitude du cycle solaire. Du travail est présentement fait pour ajouter, au modèle de Lemerle et Charbonneau [53], l'effet sur la vitesse globale de l'écoulement méridien, d'écoulements observés [26] qui ont tendance à s'orienter vers les régions actives quand elles émergent [43].

BIBLIOGRAPHIE

- [1] *Astronomische Nachrichten*. Numéro vol. 21 dans *Astronomische Nachrichten*. WILEY-VCH Verlag, 1844. URL https://books.google.ca/books?id=iFc_AAAAcAAJ.
- [2] H. D. Babcock. The Sun's Polar Magnetic Field. *Astrophys. J.*, 130:364, septembre 1959.
- [3] HW Babcock. The topology of the sun's magnetic field and the 22-year cycle. *The Astrophysical Journal*, 133:572, 1961.
- [4] P. Bhowmik et D. Nandy. Prediction of the strength and timing of sunspot cycle 25 reveals decadal-scale space environmental conditions. *Nature Communications*, 9: 5209, décembre 2018.
- [5] Space Studies Board, National Research Council et al. *Plasma physics of the local cosmos*. National Academies Press, 2004.
- [6] P. J. Bushby et S. M. Tobias. On Predicting the Solar Cycle Using Mean-Field Models. *Astrophys. J.*, 661:1289–1296, juin 2007.
- [7] R. H. Cameron, J. Jiang, M. Schüssler et L. Gizon. Physical causes of solar cycle amplitude variability. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 119:680–688, février 2014.
- [8] P. Charbonneau. Solar Dynamo Theory. *Ann. Rev. Astron. Ap.*, 52:251–290, août 2014.
- [9] Paul Charbonneau. Dynamo models of the solar cycle. *Living Reviews in Solar Physics*, 7(1):3, 2010.
- [10] Paul Charbonneau, J Christensen-Dalsgaard, R Henning, RM Larsen, J Schou, MJ Thompson et S Tomczyk. Helioseismic constraints on the structure of the solar tachocline. *The Astrophysical Journal*, 527(1):445, 1999.

- [11] Piyali Chatterjee, Dibyendu Nandy et Arnab Rai Choudhuri. Full-sphere simulations of a circulation-dominated solar dynamo : Exploring the parity issue. *Astronomy & Astrophysics*, 427(3):1019–1030, 2004.
- [12] A. R. Choudhuri, P. Chatterjee et J. Jiang. Predicting Solar Cycle 24 With a Solar Dynamo Model. *Physical Review Letters*, 98(13):131103, mars 2007.
- [13] F. Clette et L. Lefèvre. The New Sunspot Number : Assembling All Corrections. *Solar Phys.*, 291:2629–2651, novembre 2016.
- [14] F. Clette, L. Svalgaard, J. M. Vaquero et E. W. Cliver. Revisiting the Sunspot Number. A 400-Year Perspective on the Solar Cycle. *Space Sci. Rev.*, 186:35–103, décembre 2014.
- [15] Frédéric Clette, Leif Svalgaard, José M Vaquero et Edward W Cliver. Revisiting the sunspot number. *Space Science Reviews*, 186(1-4):35–103, 2014.
- [16] Mark A Clilverd, Ellen Clarke, Thomas Ulich, Henry Rishbeth et Martin J Jarvis. Predicting solar cycle 24 and beyond. *Space weather*, 4(9):1–7, 2006.
- [17] RS Dabas, Kavita Sharma, Rupesh M Das, KGM Pillai, Parvati Chopra et NK Sethi. A prediction of solar cycle 24 using a modified precursor method. *Solar Physics*, 250(1):171–181, 2008.
- [18] M. Dasi-Espuig, S. K. Solanki, N. A. Krivova, R. Cameron et T. Peñuela. Sunspot group tilt angles and the strength of the solar cycle. *Astron. Astrophys.*, 518:A7, juillet 2010.
- [19] M. Dikpati, G. de Toma et P. A. Gilman. Predicting the strength of solar cycle 24 using a flux-transport dynamo-based tool. *Geophys. Res. Lett.*, 33:L05102, mars 2006.
- [20] Mausumi Dikpati, Giuliana de Toma, Peter A Gilman, Charles N Arge et Oran R White. Diagnostics of polar field reversal in solar cycle 23 using a flux transport dynamo model. *The Astrophysical Journal*, 601(2):1136, 2004.

- [21] S Duhau. An early prediction of maximum sunspot number in solar cycle 24. *Solar Physics*, 213(1):203–212, 2003.
- [22] Y. Fan. Magnetic Fields in the Solar Convection Zone. *Living Reviews in Solar Physics*, 6:4, décembre 2009.
- [23] A Ferriz-Mas, D Schmitt et M Schüssler. A dynamo effect due to instability of magnetic flux tubes. *Astronomy and Astrophysics*, 289:949–956, 1994.
- [24] W. Gleissberg. A long-periodic fluctuation of the sun-spot numbers. *The Observatory*, 62:158–159, juin 1939.
- [25] N. Gopalswamy, P. Mäkelä, S. Yashiro et S. Akiyama. Long-term solar activity studies using microwave imaging observations and prediction for cycle 25. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 176:26–33, septembre 2018.
- [26] DA Haber, BW Hindman, J Toomre et MJ Thompson. Organized subsurface flows near active regions. *Solar Physics*, 220(2):371–380, 2004.
- [27] George E Hale, Ferdinand Ellerman, Seth Barnes Nicholson et Alfred Harrison Joy. The magnetic polarity of sun-spots. *The Astrophysical Journal*, 49:153, 1919.
- [28] RH Hamid et AA Galal. Preliminary prediction of the strength of the 24th 11-year solar cycle. *Proceedings of the International Astronomical Union*, 2(S233): 413–416, 2006.
- [29] D. H. Hathaway et L. A. Upton. Predicting the amplitude and hemispheric asymmetry of solar cycle 25 with surface flux transport. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 121:10, novembre 2016.
- [30] David H Hathaway. Doppler measurements of the suns meridional flow. 1996.
- [31] David H. Hathaway. The solar cycle. *Living Reviews in Solar Physics*, 12(1):4, Sep 2015. ISSN 1614-4961. URL <https://doi.org/10.1007/lrsp-2015-4>.

- [32] David H Hathaway et Lisa Rightmire. Variations in the sun's meridional flow over a solar cycle. *Science*, 327(5971):1350–1352, 2010.
- [33] David H Hathaway et Robert M Wilson. Geomagnetic activity indicates large amplitude for sunspot cycle 24. *Geophysical Research Letters*, 33(18), 2006.
- [34] G. Hawkes et M. A. Berger. Magnetic Helicity as a Predictor of the Solar Cycle. *Solar Phys.*, 293:109, juillet 2018.
- [35] Gopal Hazra, Bidya Binay Karak et Arnab Rai Choudhuri. Is a deep one-cell meridional circulation essential for the flux transport solar dynamo? *The Astrophysical Journal*, 782(2):93, 2014.
- [36] Rachel Howe. Solar interior rotation and its variation. *Living Reviews in Solar Physics*, 6(1):1, 2009.
- [37] Douglas V Hoyt et Kenneth H Schatten. Group sunspot numbers : A new solar activity reconstruction. *Solar physics*, 179(1):189–219, 1998.
- [38] H Iijima, H Hotta, S Imada, K Kusano et D Shiota. Improvement of solar-cycle prediction : Plateau of solar axial dipole moment. *Astronomy & Astrophysics*, 607:L2, 2017.
- [39] H. Iijima, H. Hotta, S. Imada, K. Kusano et D. Shiota. Improvement of solar-cycle prediction : Plateau of solar axial dipole moment. *Astron. Astrophys.*, 607:L2, novembre 2017.
- [40] J Javaraiah. North–south asymmetry in solar activity : predicting the amplitude of the next solar cycle. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society : Letters*, 377(1):L34–L38, 2007.
- [41] J. Jiang, R. H. Cameron et M. Schüssler. Effects of the Scatter in Sunspot Group Tilt Angles on the Large-scale Magnetic Field at the Solar Surface. *Astrophys. J.*, 791:5, août 2014.

- [42] J. Jiang, R. H. Cameron et M. Schüssler. The Cause of the Weak Solar Cycle 24. *Astrophys. J. Lett.*, 808:L28, juillet 2015.
- [43] J Jiang, E Işik, RH Cameron, D Schmitt et M Schüssler. The effect of activity-related meridional flow modulation on the strength of the solar polar magnetic field. *The Astrophysical Journal*, 717(1):597, 2010.
- [44] Jie Jiang, Piyali Chatterjee et Arnab Rai Choudhuri. Solar activity forecast with a dynamo model. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 381(4):1527–1542, 2007.
- [45] Jie Jiang, Jing-Xiu Wang, Qi-Rong Jiao et Jin-Bin Cao. Predictability of the solar cycle over one cycle. *The Astrophysical Journal*, 863(2):159, 2018.
- [46] B. Kakad, A. Kakad et D. S. Ramesh. Shannon Entropy-Based Prediction of Solar Cycle 25. *Solar Phys.*, 292:95, juillet 2017.
- [47] RP Kane. A preliminary estimate of the size of the coming solar cycle 24, based on ohl’s precursor method. *Solar Physics*, 243(2):205–217, 2007.
- [48] B. B. Karak, J. Jiang, M. S. Miesch, P. Charbonneau et A. R. Choudhuri. Flux Transport Dynamos : From Kinematics to Dynamics. *Space Sci. Rev.*, 186:561–602, décembre 2014.
- [49] B. B. Karak et M. Miesch. Solar Cycle Variability Induced by Tilt Angle Scatter in a Babcock-Leighton Solar Dynamo Model. *Astrophys. J.*, 847:69, septembre 2017.
- [50] Bidya Binay Karak et Arnab Rai Choudhuri. The waldmeier effect and the flux transport solar dynamo. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 410(3):1503–1512, 2011.
- [51] Boris Komitov et Vladimir Kaftan. The sunspot activity in the last two millenia on the basis of indirect and instrumental indexes : Time series models and their

- extrapolations for the 21st century. *Proceedings of the International Astronomical Union*, 2004(IAUS223):113–114, 2004.
- [52] A. Lemerle et P. Charbonneau. A Coupled $2 \times 2D$ Babcock-Leighton Solar Dynamo Model. II. Reference Dynamo Solutions. *Astrophys. J.*, 834:133, janvier 2017.
- [53] Alexandre Lemerle et Paul Charbonneau. A coupled $2 \times 2d$ babcock–leighton solar dynamo model. ii. reference dynamo solutions. *The Astrophysical Journal*, 834(2): 133, 2017.
- [54] Alexandre Lemerle, Paul Charbonneau et Arnaud Carignan-Dugas. A coupled $2 \times 2d$ babcock–leighton solar dynamo model. i. surface magnetic flux evolution. *The Astrophysical Journal*, 810(1):78, 2015.
- [55] F. Y. Li, D. F. Kong, J. L. Xie, N. B. Xiang et J. C. Xu. Solar cycle characteristics and their application in the prediction of cycle 25. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 181:110–115, décembre 2018.
- [56] Alejandro Macario-Rojas, Katharine L Smith et Peter CE Roberts. Solar activity simulation and forecast with a flux-transport dynamo. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2018.
- [57] B. H. McClintock et A. A. Norton. Recovering Joy’s Law as a Function of Solar Cycle, Hemisphere, and Longitude. *Solar Phys.*, 287:215–227, octobre 2013.
- [58] Andrés Muñoz-Jaramillo, María Dasi-Espuig, Laura A Balmaceda et Edward E DeLuca. Solar cycle propagation, memory, and prediction : Insights from a century of magnetic proxies. *The Astrophysical Journal Letters*, 767(2):L25, 2013.
- [59] Melinda Nagy, Alexandre Lemerle, François Labonville, Kristóf Petrovay et Paul Charbonneau. The effect of “rogue” active regions on the solar cycle. *Solar Physics*, 292(11):167, 2017.
- [60] Dibyendu Nandy et Arnab Rai Choudhuri. Explaining the latitudinal distribution of sunspots with deep meridional flow. *Science*, 296(5573):1671–1673, 2002.

- [61] Eo N Parker. The generation of magnetic fields in astrophysical bodies. x-magnetic buoyancy and the solar dynamo. *The Astrophysical Journal*, 198:205–209, 1975.
- [62] W. D. Pesnell. Predictions of Solar Cycle 24. *Solar Phys.*, 252:209–220, octobre 2008.
- [63] W. D. Pesnell et K. H. Schatten. An Early Prediction of the Amplitude of Solar Cycle 25. *Solar Phys.*, 293:112, juillet 2018.
- [64] W Dean Pesnell. Solar cycle predictions (invited review). *Solar Physics*, 281(1): 507–532, 2012.
- [65] William Dean Pesnell. Predictions of solar cycle 24 : How are we doing ? *Space Weather*, 14(1):10–21, 2016.
- [66] K. Petrovay, M. Nagy, T. Gerják et L. Juhász. Precursors of an upcoming solar cycle at high latitudes from coronal green line data. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 176:15–20, septembre 2018.
- [67] Kristóf Petrovay. Solar cycle prediction. *Living Reviews in Solar Physics*, 7(1):6, 2010.
- [68] SP Rajaguru et HM Antia. Meridional circulation in the solar convection zone : Time–distance helioseismic inferences from four years of hmi/sdo observations. *The Astrophysical Journal*, 813(2):114, 2015.
- [69] Sabrina Sanchez, Alexandre Fournier, Katia J Pinheiro et Julien Aubert. A mean-field babcock-leighton solar dynamo model with long-term variability. *Anais da Academia Brasileira de Ciências*, 86(1):11–26, 2014.
- [70] V. Sarp, A. Kilcik, V. Yurchyshyn, J. P. Rozelot et A. Ozguc. Prediction of solar cycle 25 : a non-linear approach. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 481:2981–2985, décembre 2018.

- [71] K. H. Schatten, P. H. Scherrer, L. Svalgaard et J. M. Wilcox. Using dynamo theory to predict the sunspot number during solar cycle 21. *Geophys. Res. Lett.*, 5:411–414, mai 1978.
- [72] Kenneth Schatten. Fair space weather for solar cycle 24. *Geophysical Research Letters*, 32(21), 2005.
- [73] Carolus J Schrijver, Marc L Derosa et al. What is missing from our understanding of long-term solar and heliospheric activity ? *The Astrophysical Journal*, 577(2): 1006, 2002.
- [74] Carolus J Schrijver et George L Siscoe. *Heliophysics : evolving solar activity and the climates of Space and Earth*. Cambridge University Press, 2010.
- [75] M Schussler, P Caligari, A Ferriz-Mas et F Moreno-Insertis. Instability and eruption of magnetic flux tubes in the solar convection zone. *Astronomy and Astrophysics*, 281:L69–L72, 1994.
- [76] Neil Rolfson Sheeley. *Measurements of solar magnetic fields*. Thèse de doctorat, California Institute of Technology, 1965.
- [77] A. K. Singh et A. Bhargawa. An early prediction of 25th solar cycle using Hurst exponent. *Astrophys. Space Sci.*, 362:199, novembre 2017.
- [78] Sami K Solanki, Ilya G Usoskin, Bernd Kromer, Manfred Schüssler et Jürg Beer. Unusual activity of the sun during recent decades compared to the previous 11,000 years. *Nature*, 431(7012):1084, 2004.
- [79] JO Stenflo et AG Kosovichev. Bipolar magnetic regions on the sun : global analysis of the soho/mdi data set. *The Astrophysical Journal*, 745(2):129, 2012.
- [80] L. Svalgaard, E. W. Cliver et Y. Kamide. Sunspot cycle 24 : Smallest cycle in 100 years ? *Geophys. Res. Lett.*, 32:L01104, janvier 2005.
- [81] RJ Thompson. Prediction for cycle 24 using minimum value of ap (12-month average). *Prediction submitted March*, 2008.

- [82] AG Tlatov et Vo I Makarov. Indices of solar activity in minimum of sunspot cycles. Dans *Large-scale Structures and their Role in Solar Activity*, volume 346, page 415, 2005.
- [83] K. Tlatova, A. Tlatov, A. Pevtsov, K. Mursula, V. Vasil'eva, E. Heikkinen, L. Bertello, A. Pevtsov, I. Virtanen et N. Karachik. Tilt of Sunspot Bipoles in Solar Cycles 15 to 24. *Solar Phys.*, 293:118, août 2018.
- [84] Roger K Ulrich. Solar meridional circulation from doppler shifts of the fe i line at 5250 Å as measured by the 150-foot solar tower telescope at the mt. wilson observatory. *The Astrophysical Journal*, 725(1):658, 2010.
- [85] L. A. Upton et D. H. Hathaway. An Updated Solar Cycle 25 Prediction with AFT : The Modern Minimum. *ArXiv e-prints*, août 2018.
- [86] Lisa Upton et David H Hathaway. Predicting the sun's polar magnetic fields with a surface flux transport model. *The Astrophysical Journal*, 780(1):5, 2013.
- [87] Y.-M. Wang, A. G. Nash et N. R. Sheeley, Jr. Evolution of the sun's polar fields during sunspot cycle 21 - Poleward surges and long-term behavior. *Astrophys. J.*, 347:529–539, décembre 1989.
- [88] Y.-M. Wang et N. R. Sheeley, Jr. Average properties of bipolar magnetic regions during sunspot cycle 21. *Solar Phys.*, 124:81–100, mars 1989.
- [89] David F Webb et Russell A Howard. The solar cycle variation of coronal mass ejections and the solar wind mass flux. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 99(A3):4201–4220, 1994.
- [90] T. Whitbread, A. R. Yeates et A. Muñoz-Jaramillo. How Many Active Regions Are Necessary to Predict the Solar Dipole Moment? *Astrophys. J.*, 863:116, août 2018.
- [91] A. R. Yeates. Bipolar magnetic regions determined from nso synoptic carrington maps, 2016. URL <https://doi.org/10.7910/DVN/Y5CXM8>.

- [92] A. R. Yeates, D. H. Mackay et A. A. van Ballegooijen. Modelling the Global Solar Corona : Filament Chirality Observations and Surface Simulations. *Solar Phys.*, 245:87–107, septembre 2007.
- [93] AR Yeates, DHy Mackay et AA van Ballegooijen. Modelling the global solar corona : filament chirality observations and surface simulations. *Solar Physics*, 245(1):87–107, 2007.
- [94] Junwei Zhao, RS Bogart, AG Kosovichev, TL Duvall Jr et Thomas Hartlep. Detection of equatorward meridional flow and evidence of double-cell meridional circulation inside the sun. *The Astrophysical Journal Letters*, 774(2):L29, 2013.
- [95] V. V. Zharkova, S. J. Shepherd, E. Popova et S. I. Zharkov. Heartbeat of the Sun from Principal Component Analysis and prediction of solar activity on a millenium timescale. *Scientific Reports*, 5:15689, octobre 2015.